

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Եզեկյան Թորգոմ Սամվելի

**ՌԵԼԱՔՍԱՑՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԴԻՊՈԼԱՅԻՆ
ՃԱՌԱԳԱՅԹԻՉ - ՄԵՏԱՂԱԿԱՆ ՆԱՆՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔ
ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐՈՒՄ**

Ատենախոսություն

Ա. 04.03 – «Ռադիոֆիզիկա» մասնագիտությամբ
Ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
Գիտական աստիճանի համար

Գիտական ղեկավար՝

Ֆ. մ. գ. դ., պրոֆեսոր Խ. Վ. Ներկարարյան

ԵՐԵՎԱՆ 2019

Բովանդակություն

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ.....	4
Աշխատանքի արդիականությունը	4
Ատենախոսության նպատակը.....	6
Գիտական նորույթը	6
Գործնական արժեքը.....	7
Պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթները	8
Աշխատանքի ներկայացումը	8
Հրապարակումները	8
Ատենախոսության կառուցվածքը	9

ԳԼՈՒԽ 1. ՄԵՏԱՂԱԿԱՆ ՆԱՆՈՄԱՍՆԻԿ – ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹԻՉ

ՌԵԶՈՆԱՆՍՈՐԵՆ ԿԱՊՎԱԾ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐ

10

- 1.1. Մոլեկուլի ֆլուորեսցենցիայի ուժեղացման փորձարարական ուսումնասիրումը
- 1.2. Ընդհանուր դրույթներ և մաթեմատիկական գործիքակազմ.....
- 1.3. Ռելաքսացման ընթացքը մոլեկուլ-մետաղական գունդ ռեզոնանսորեն կապված համակարգում.....
- 1.4. Մետաղական նանոգնդի հետ կապված քվանտային ճառագայթչի վարքը արտաքին դաշտում.....

ԳԼՈՒԽ 2. ՄԵՏԱՂԱԿԱՆ ՆԱՆՈՄԱՍՆԻԿԻՑ ՓՈՒԼՈՎ ՇԵՂՎԱԾ ԱՐՁԱԳԱՆՔԻ

ԴԵՐԸ ՆԱՆՈՄԱՍՆԻԿ – ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹԻՉ ՌԵԶՈՆԱՆՍՈՐԵՆ ԿԱՊՎԱԾ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐՈՒՄ

51

2.1.	Լումինեսցենտային ափսոսվերսիա	51
2.2.	Պլազմոնային ուժեղացմամբ լումինեսցենտային ափսոսվերսիա.....	64
2.3.	Կոնական գազաթի հետ կապված քվանտային ճառագայթի վարքը արտաքին դաշտում. կիրառության ակնարկ	73
2.4.	Մետաղական նանոկառուցվածքի հետ կապված քվանտային ճառագայթի վարքը արտաքին ռեզոնանսային դաշտի ազդեցությամբ.....	82

ԳԼՈՒԽ 3. ՄԵՏԱՂԱԿԱՆ ՆԱՆՈՄԱՍՆԻԿՈՎ ԿԱՊՎԱԾ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԴԻՊՈԼԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹԻՉՆԵՐԸ ԱՐՏԱՔԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ89

3.1.	Մի զույգ քվանտային բիթերի խճճվածությունը.....	89
3.2.	Լոկալիզացված պլազմոնով կապակցված երկու քվանտային բիթերի խճճվածությունը	93
3.3.	Մետաղական նանոմասնիկով կապված քվանտային դիպոլային ճառագայթիչները արտաքին էլեկտրամագնիսական դաշտում	103

ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ	1112
ԵՐԱԽՏԱԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ.....	114
ՀԱՊԱՎՈՒՄՆԵՐ	115
ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ	116

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Աշխատանքի արդիականությունը

Նանդալազմոնիկան օպտիկայի և պինդ մարմնային ֆիզիկայի համատեղման արդյունքում ձևավորված ուղղություն է, որի առանցքը նանոչափական մետաղական կառուցվածքներում բարձր հաճախային պրոցեսների ուսումնասիրությունն է: Նմանատիպ համակարգերը առանձնահատուկ են նրանով, որ մակերևութային պլազմոնային մոդերի առաջացման շնորհիվ, այստեղ հնարավոր է լուսային էներգիայի կուտակում նանոչափական (ալիքի երկարությունից շատ անգամ ավելի փոքր) տիրույթում [1]: Այս ուշագրավ հատկությունը մի շարք հետաքրքիր հեռանկարներ է բացում ֆոտոնային ազդանշանների մշակման բարձր ինտեգրացված համակարգերի ասպարեզում: Մետաղական նանոկառուցվածքների հետ արդյունավետ կապակցված քվանտային ճառագայթիչների համակարգի իրականացումը, շատ կարևոր է հաշվարկի քվանտային համակարգերի տեսանկյունից: Նշված պայմաններում քվանտային ճառագայթիչները (ՔՃ) կարևորվում են նաև քվանտային գաղտնագրման տարբեր արձանագրությունների իրականացման համար [2]: Առանձնացված ֆոտոնների ճառագայթման աղբյուրների օգտագործման դեպքում կբարձրանա կապի արագությունը, իսկ քվանտային գաղտնագրումը գործնականում կատարյալ կդառնա [3]: Այս համատեքստում ցանկալի է հնարավորություն ունենալ որոշակիորեն ղեկավարելու ՔՃ-ի ճառագայթման ընթացքը, օրինակ, ֆոտոնի ավելի արագ և էֆեկտիվ ճառագայթման նպատակով, որն էլ իր հերթին կհանգեցնի տվյալների փոխանցման արագության և հաշվողական հզորության մեծացմանը:

Սպեկտրի օպտիկական տիրույթում առանձնացված ֆոտոնային աղբյուրների կապը տարատեսակ պլազմոնային կառուցվածքների հետ, հնարավորություն է տալիս կառավարել էլեկտրամագնիսական էներգիայի հոսքը և ընկած է արագ զարգացող քվանտային պլազմոնիկայի հիմքում [4]: Այս երևույթները հասկանալու և կիրառելու ցանկությունը ավելի քան երեք տասնամյակների ընթացքում մեծ թվով հետազոտությունների պատճառ է դարձել [5]: Այնուամենայնիվ, քանակական

չափումների և տեսական կանխատեսումների միջև համեմատությունները խնդրահարույց են եղել նանոկառուցվածքի մոտակայքում ՔՃ-ի ճառագայթման հատկությունները որոշող մի շարք պարամետրերի նկատմամբ վերահսկողության բացակայության պատճառով: Սակայն նանոօպտիկայի բնագավառում իրականացված վերջին հետազոտությունները՝ մասնավորաբար, դետերմինացված մետաղական նանոկառուցվածքների, որոնք հաճախ անվանվում են նանոանտենաներ և մեկ մոլեկուլի փոխազդեցությանը վերաբերող փորձերը խթան են հանդիսանում այս ուղղության զարգացման համար [6]:

Առաջին և երրորդ գլուխներում դիտարկել ենք միաֆոտոն ճառագայթման աղբյուրներ ներառող համակարգեր, որտեղ մի շարք գործոնների միջոցով կարելի է ղեկավարել ՔՃ-ի ճառագայթման ընթացքը:

Հետաքրքրական է նաև լանթանոիդներով լեգիրացված նյութերում ֆոտոնային ափսոսվերսիայի իրականացումը, ինչը ավելի քան հիսուն տարի հետազոտողների ուշադրության կենտրոնում է եղել: Այս ոլորտի գրավչությունը պայմանավորված է փոքր էներգիայով ֆոտոնները ավելի մեծ էներգիայով ֆոտոնների վերափոխելու հնարավորությամբ: Չնայած հանգամանքին, որ նշված պրոցեսը հեռանկարային կիրառություններ կարող է ունենալ ամենատարբեր ոլորտներում, դրա ուսումնասիրությունները հիմնականում արվել են հոծ միջավայրերում՝ մասնավորապես բյուրեղներում [7]: Իրավիճակը, սակայն, էապես փոխվեց վերջին տասնամյակում, երբ ափսոսվերսող նանոկառուցվածքների մշակման ուղղությամբ լայնամասշտաբ ուսումնասիրություններ սկսվեցին [8]: Իբրև օպտիկական կառուցվածքների յուրահատուկ դաս, ափսոսվերսող նանոկառուցվածքների կիրառությունները ընդգրկում են՝ սկսած եռաչափ, տարածական ցուցասարքերից մինչև ֆոտովոլտային փոխակերպման համակարգեր: Մասնավորապես, պարզվել է, որ նանոչափական ափսոսվերսող բյուրեղները՝ իբրև լումինեսցենտային նշիչներ օգտակար են քիմիական և կենսաբանական սենսորների զգայունության բարձրացման տեսանկյունից:

Ոլորտի ամենատարածված խնդիրներից է լանթանոիդներով լեգիրացված համակարգերում ֆոտոնների առաքման կառավարումը: Ղեկավարվող ճառագայթում

ունենալու և առհասարակ պրոցեսի վրա որևէ կերպով ներգործելու համար մանրամասնորեն հետազոտվել է ափկոնվերսող նյութերի էլեկտրոնային կառուցվածքը, ինչի արդյունքում ստեղծվել է տեսական մոդելների և մեթոդների գործիքակազմ [9]: Լանթանոիդներով լեգիրացված համակարգերում (նանոկառուցվածքներում) ֆոտոնների ափկոնվերսիան սովորաբար իրականանում է երեք փուլով՝ ֆոտոնների աստիճանական կլանում, էներգիայի փոխանցում և առաքում: Ժամանակակից օպտիկական համակարգերում ափկոնվերսիայի իրականացման կոնտեքստում հատուկ ուշադրության է արժանացել գրգռման էներգիայի միգրացիայի պրոցեսը և դրա ազդեցությունը ափկոնվերսիայի պրոցեսի էֆեկտիվության վրա, ինչպես նաև գրգռման էներգիայի տարածական բաշխման և ափկոնվերսված ճառագայթման ինտենսիվության միջև կապը [10]:

Վերոնշյալ տեսական մոդելներին հենվելով և հիմք ընդունելով նանոկառուցվածքներում ափկոնվերսիայի էֆեկտիվության մեծացման մարտահրավերը՝ երկրորդ գլխում առաջարկել ենք լումինեցենտային ափկոնվերսիայի էֆեկտիվության բարձրացման մի նոր մեխանիզմ:

Ատենախոսության նպատակը

Ատենախոսության հիմնական նպատակն է բացահայտել քվանտային դիպոլային ճառագայթչի վարքի կառավարման հնարավորությունները, նրա մերձակայքում գտնվող մետաղական նանոկառուցվածքներից ստացվող, փուլով շեղված արձագանքի միջոցով, ինչը կնպաստի ինֆորմացիայի օպտիկական և քվանտային մշակման տարրային հենքն ապահովող ֆիզիկական պրոցեսների իրականացմանը:

Գիտական նորույթը

1. Տեսականորեն ցույց է տրվել, որ արտաքին ռեզոնանսային դաշտում ՔԴՃ-ի բնակեցվածության տատանումները ՄՆՄ-ից ստացված, փուլով շեղված, հակադարձ կապի շնորհիվ նկարագրվում են ոչ սինուսոիդալ պարբերական

ֆունկցիայով, ինչի հետևանքով ցրված ճառագայթման սպեկտրում հանդես են գալիս Ռաբիի հաճախության հավելյալ հարմոնիկներ:

2. Բացահայտվել է, որ արտաքին ռեզոնանսային դաշտում ՔԴՃ-ից ֆլուորեսցենտային ճառագայթման արագության էական փոփոխությունը, նրա մերձակայքում գտնվող ՄՆՄ-ի առկայության պայմաններում, կարող է հետևանք լինել վերջինից ձևավորվող հակադարձ կապի փուլային շեղման:
3. Առաջարկվել է ՔԴՃ-ից լումինեսցենտային ափսոսվերսիայի և մակերևութային ռամանյան ցրման ուժեղացման նոր մեխանիզմ՝ պայմանավորված նրա մերձակայքում գտնվող մետաղական նանոկառուցվածքից արձագանքված փուլավ շեղված ազդանշանով:
4. Տեսականորեն ցույց է տրվել ՄՆՄ-ով կապված երկու ՔԴՃ-ներում քվանտային խճճված վիճակի վերահսկելի բնութագրիչներով ձևավորման հնարավորությունը, արտաքին ռեզոնանսային դաշտի առկայության պայմաններում:

Գործնական արժեքը

Ատենախոսությունում ներկայացված առանձնացված ՔԴՃ-ի ֆլուորեսցենցիաի ուժեղացման երևույթի հիման վրա կարելի է ստեղծել ղեկավարվող միաֆոտոն ճառագայթման աղբյուր, որը ինֆորմացիայի քվանտային մշակման համակարգերի տարրային հենքն է:

ՄՆՄ-ից արձագանքված դաշտի որոշակի փուլային շեղման շնորհիվ հազվագյուտ հողի իոնների համակարգում կարելի է ինֆրակարմիր տիրույթի ճառագայթումը էֆեկտիվորեն վերափոխել տեսանելի տիրույթ: Նմանօրինակ երևույթը, որպես մակերևութային ռամանյան ցրման ուժեղացմանը նպաստող գործոն, արդյունավետ միջոց կծառայի մակերևութին ադսորբցված մոլեկուլների նույնականացման համար:

ՄՆՄ-ով կապված երկու ՔԴՃ-ներում քվանտային խճճված վիճակի ղեկավարումը արտաքին ռեզոնանսային դաշտի միջոցով քվանտային արձանագրությունների ֆիզիկական իրականացման ուղիներից է:

Պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթներ

1. ՔԴՃ-ի ռելաքսացման ընթացքը մեծապես կախված է նրա մերձակայքում գտնվող ՄՆՄ-ի արձագանքի փուլային շեղումից, որի արժեքների $\pi/2$ -ին մոտ տիրույթում ռելաքսացման արագությունը, լոկալիզացված պլազմոնների ձևավորման հետևանքով աճում է երկու կարգով, իսկ $3\pi/2$ -ին մոտ տիրույթում՝ մեկ կարգով դանդաղում:
2. Արտաքին մղման ռեզոնանսային դաշտում ՔԴՃ-ՄՆՄ համակարգից ցրված ճառագայթման սպեկտրում Ռաբիի հաճախությամբ հավելյալ հարմոնիկներ են ի հայտ գալիս, որոնց ամպլիտուդների հարաբերությունը էապես կախված է ՔԴՃ-ի և ՄՆՄ-ի միջև հեռավորությունից:
3. Ափսոնվերսիայի և ռամանյան ցրման պրոցեսների ուժեղացումը ՔԴՃ-ի մերձակայքում գտնվող մետաղական կառուցվածքի առկայության պայմաններում, մի շարք դեպքերում հետևանք է մետաղական կառուցվածքից ստացվող արձագանքի փուլի շեղման՝ $3\pi/2$ -ին մոտ չափով:
4. Արտաքին ռեզոնանսային դաշտի ազդեցությանը ենթարկվող, ՄՆՄ-ով կապված երկու ՔԴՃ-երի համակարգում ձևավորվում է խճճված քվանտային վիճակ, որի բնութագրիչները ղեկավարվում են ընկնող դաշտի ինտենսիվությամբ:

Աշխատանքի ներկայացումը

Աշխատանքի արդյունքները ներկայացվել են Nanoplasmonics and Applications (Երևան, Հայաստան 2015), Laser Physics 2017 (Աշտարակ, Հայաստան, 2017) միջազգային գիտաժողովներում, ԵՊՀ ուսանողական գիտական ընկերության 2015 և

2016 թվականների գիտաժողովներում, ԵՊՀ ԳԲՀ ռադիոֆիզիկայի և հեռահաղորդակցության ամբիոնի սեմինարներում:

Հրապարակումները

Ատենախոսության թեմայով տպագրվել է 5 գիտական աշխատանք, որոնցից 4 հոդված գրախոսվող ամսագրերում ([34], [37], [41], [116]) և 1 թեզիս ([106]):

Ատենախոսության կառուցվածքը

Ատենախոսությունը բաղկացած է ներածությունից, երեք գլխից, եզրակացությունից, 116 անուն գրականության ցանկից: Ատենախոսության ընդհանուր ծավալը 124 էջ է, որում առկա է 37 նկար:

ԳԼՈՒԽ 1. ՄԵՏԱՂԱԿԱՆ ՆԱՆՈՄԱՍՆԻԿ – ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹԻՉ ՌԵԶՈՆԱՆՍՈՐԵՆ ԿԱՊՎԱԾ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐ

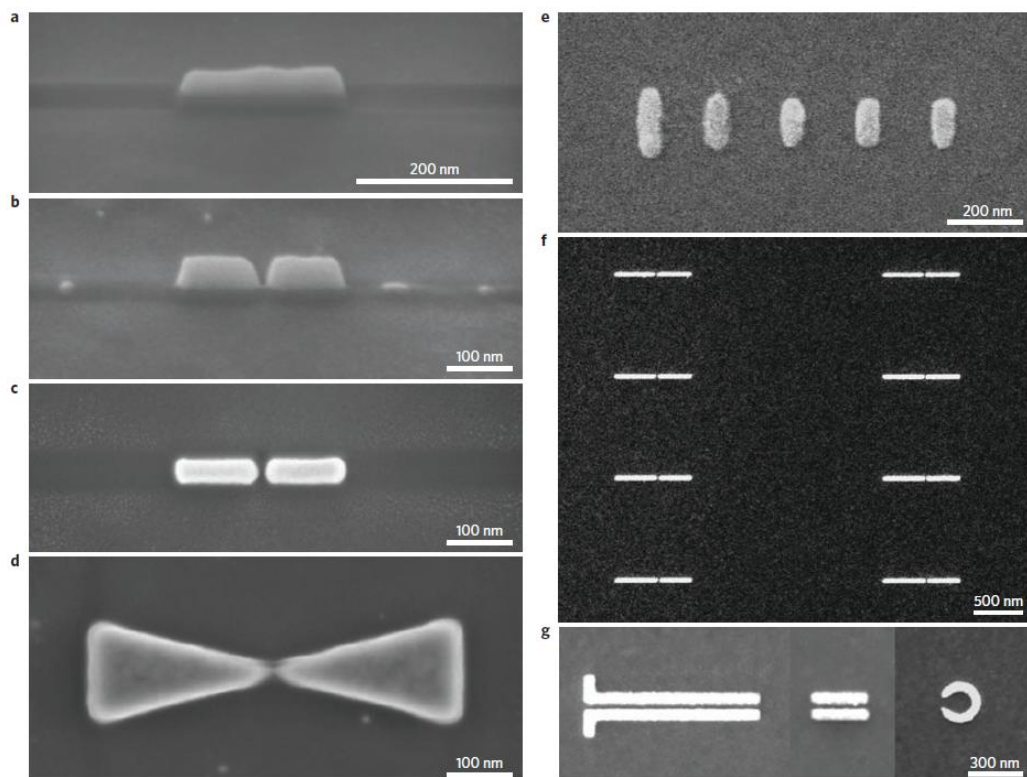
1.1 Մոլեկուլի ֆլուորեսցենցիայի ուժեղացման փորձարարական ուսումնասիրումը

Օպտիկական անտենաներ

Օպտիկայում լույսը սովորաբար ղեկավարվում է ոսպնյակների, հայելիների և դիֆրակցիոն տարրերի միջոցով՝ տարածվող ճառագայթման ալիքային ճակատների վերափոխմամբ: Այս տեսակի գործողությունները հիմնված են էլեկտրամագնիսական դաշտերի ալիքային բնույթի վրա և հետևաբար, ենթաալիքային տիրույթում դաշտերի ղեկավարման համար կիրառելի չեն: Ի տարբերություն օպտիկական տիրույթի, ռադիոալիքային և ԳԲՀ տիրույթներում՝ էլեկտրամագնիսական դաշտերի մանիպուլյացիայի, այն է, ենթաալիքային տիրույթում դրանց կառավարման և տարածվող ճառագայթման ու տեղայնացված դաշտերի արդյունավետ կապի համար, հիմնականում, օգտագործվում են անտենաներ: Չնայած անտենաները վաղուց լայնորեն կիրառվում են ռադիո և ԳԲՀ տիրույթներում, դրանց օպտիկական անալոգները նոր են մուտք գործում ժամանակակից տեխնոլոգիաներ: Օպտիկական անտենաների պատրաստման դժվարությունները հիմնականում կապված են դրանց փոքր չափերի հետ, բանն այն է, որ անտենաների չափը պիտի համեմատական լինի ալիքի երկարությանը, հետևաբար օպտիկական տիրույթում անհրաժեշտ է պատրաստման բավական մեծ ճշտություն (10 նմ–ի կարգի): Այնուամենայնիվ, նանոօպտիկայի և պլազմոնիկայի բնագավառներում իրականացված մի շարք հետազոտություններ լուրջ առաջընթաց են գրանցել օպտիկական անտենաների իրականացման և դրանց կիրառման ուղղությամբ [11]:

Օպտիկական անտենայի կոնցեպտը սկիզբ է առնում մոտակա դաշտի օպտիկայից [12]: 1928-ին Էդուարդ Սինժը՝ օպտիկական ճառագայթման լոկալիզացման համար առաջարկեց նմուշի մակերևույթին օգտագործել ոսկու կոլոիդալ լուծույթի մասնիկներ, որի արդյունքում օպտիկական պատկերման ժամանակ կհաղթահարվեր դիֆրակցիոն սահմանը [13]: Իսկ գաղափարը, որ ոսկու մասնիկը

կարող է գործել իբրև անտենա առաջին անգամ հղացել է Ջոն Վեսսելը՝ 1985-ին [14]: Վերջինի փորձարարական հիմնավորումը իրականություն դարձավ 1989-ին, Դիթեր Փոուլի և Ուլրիխ Ֆիշերի կողմից, որոնք օգտագործեցին ոսկեպատ պոլիստիրոլի մասնիկներ [15]: Հետագա տարիներին մոտակա դաշտի մանրադիտման և սպեկտրասկոպիայի համար սկսեցին օգտագործվել սրածայր մետաղական գագաթների տեսքով օպտիկական անտենաներ [16]: Թիթեռանման անտենաները՝ իբրև մոտակա դաշտի զոնդեր առաջարկվել են 1997-ին, իսկ դրանց աշխատունակությունը ապացուցող փորձերը սկզբում արվել են ԳԲՀ տիրույթում [17]:



Նկ. 1.1.1 Օպտիկական անտենաների օրինակներ: a–d՝ ֆոկուսացված իոնային փնջով կտրման միջոցով սարքված տարբեր անտենաներ, որոնց ճեղքի չափը ≈ 10 նմ է, e–g՝ էլեկտրոնային փնջով լիտոգրաֆիայի միջոցով սարքված անտենաներ՝ Յագի–Ուդայի անտենա (e), ճեղքային անտենա (f), պլազմոնային ալիքատար ու ռեզոնատոր՝ ճեղքված օղակ: Novotny, L., & Van Hulst, N. (2011). *Antennas for light*. *Nature photonics*, 5(2), 83.

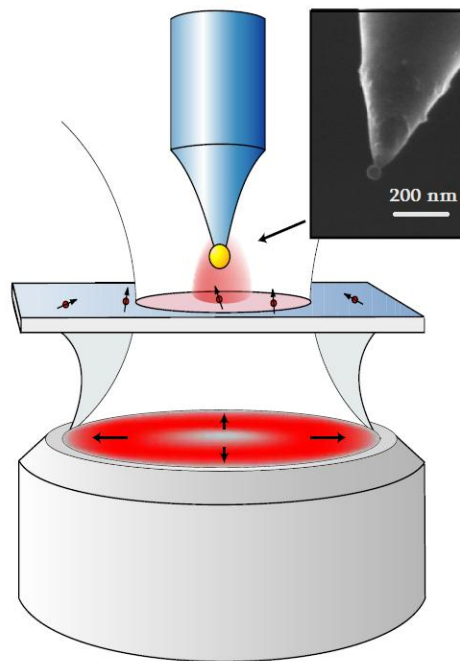
Հետագա փորձերի ժամանակ, թիթեռանման անտենաները ամրացվել են ատոմաուժային մանրադիտակի (ԱՌՄ) զոնդի ծայրին [18]: Մոտակա դաշտի օպտիկական զոնդերի և օպտիկական անտենաների միջև համանմանություն հաստատելուց հետո [12], անտենաները սկսեցին աճեցնել մոտակա դաշտի զոնդերի ապերտուրաների (եզրի լայնական կտրվածքի) վրա [19, 20]: Այս մշակումներից ի վեր տարատեսակ տեսական և փորձարարական հետազոտություններ են իրականացվել, պարզելու տարբեր երկրաչափություն ունեցող անտենաների առանձնահատկությունները: Օրինակ, նկ. 1.1.1-ում բերված են անտենաների տարբեր կոնֆիգուրացիաներ, որոնք սարքվել են իոնային փնջով կտրման և էլեկտրոնային փնջով լիտոգրաֆիայի միջոցով:

Առանձնացված մոլեկուլների ֆլուորեսցենցիայի ուժեղացումն ու դրա փորձարարական ուսումնասիրումը

Օպտիկական անտենան ուժեղացնում է լոկալ դաշտերը և ցույց է տրվել, որ երբ այն տեղադրվում է մեկ մոլեկուլի մոտ, մեծանում է վերջինի գրգռման արագությունը [21, 22]: Մոլեկուլի գրգռման արագությունը համեմատական է ֆլուորեսցենցիայի արագությանը, քանի դեռ անտենան չի ազդում մոլեկուլի քվանտային ելքի (առաքված ֆոտոնների թվի հարաբերությունը կլանված ֆոտոնների թվին) վրա: Սակայն, անտենայի ազդեցությունը մոլեկուլի քվանտային ելքի վրա ոչ միշտ է արհամարհելի: Երբ այն տեղադրվում է գրգռված մոլեկուլի շրջակայքում, ոչ ճառագայթային անցման ուղի է բացվում, ինչն էլ հանգեցնում է ֆլուորեսցենցիայի արագության նվազմանը:

ԱՌՄ-ի կանտիլեվերով (միկրոմեխանիկական զոնդ) նանոմասնիկների տեղաշարժման տեխնոլոգիան առաջ է քաշվել դեռևս 1995-ին [23], այնուամենայնիվ, ավելի քան տասը տարի պահանջվեց՝ այս մեթոդով պլազմոնային համակարգի հետ ԲԾ-ի կապի իրականացման համար [24]: Անտենայով պայմանավորված լույսի կլանման և ճառագայթման առանձնահատկությունները հասկանալու համար, ուսումնասիրվել են առանձին մոլեկուլների հետ կապված ազնիվ մետաղից նանոանտենաներ [18, 21, 22, 25]: Իրականացված փորձերից մեկի [26] կառուցվածքային նկարագրությունը բերված է Նկ. 1.1.2-ում: Փորձը իրականացվել է

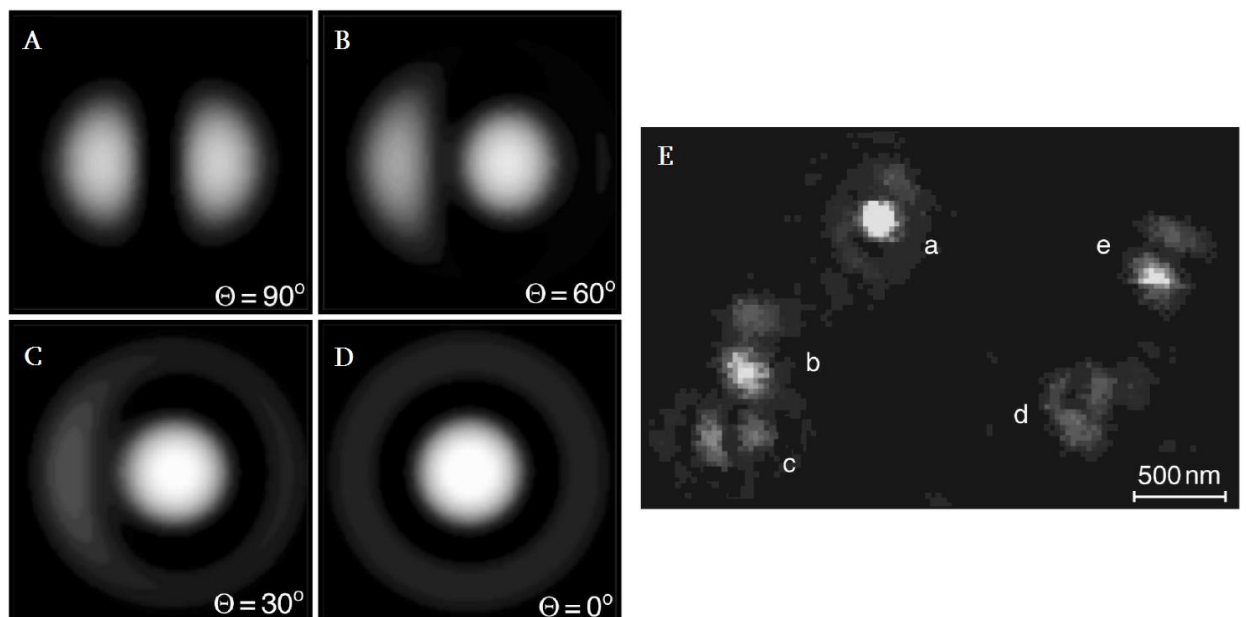
արծաթի և ոսկու նանոմասնիկների համար: Սրածայր ապակյա զոնդին (գագաթի չափը ≈ 50 նմ) կցվել են սկզբում արծաթի, ապա ոսկու, 80 նմ տրամագծով նանոզոնդիկներ: Մոտակա դաշտով մոլեկուլի ֆլուորեսցենցիայի չափումները իրականացվել են շրջված մանրադիտակով՝ կոնֆոկալ սարվածքի հիման վրա: Թափանցիկ ապակուց տակդիրի վրա նստեցվել են տարածականորեն լավ առանձնացված Նեդոսյան Կապույտ մոլեկուլներ և բարձր թվային ապերտուրայով մանրադիտակի օբյեկտիվի միջոցով շառավղային բևեռացում և 637 նմ ալիքի երկարություն ունեցող լազերային փունջը ֆոկուսացվել է այդ մակերևույթի վրա: Փնջի շառավղային բևեռացման շնորհիվ, կիզակետում ուժեղ երկայնական դաշտ կա: Սկզբում, տարատեսակ շերտավոր զտիչների միջոցով զտվում է առանձին մոլեկուլի ճառագայթումը, ապա օգտագործվում է մեկ ֆոտոն գրանցող համակարգ:



Նկ. 1.1.2 Փորձարարական կայանի սխեմատիկ պատկերը: Շառավղային բևեռացված լազերային փունջը կիզակետված է ապակու մակերևույթին՝ լավ առանձնացված ներկանյութի մոլեկուլների շերտի վրա: Ներդիրում ցույց է տրված նանոմասնիկի՝ ԱՈՒՄ-ով ստացված պատկերը: *Bharadwaj, P., & Novotny, L. (2007), Optics Express, 15(21), 14266-14274.*

Մոտակա դաշտում առանձին մոլեկուլների ֆլուորեսցենցիան գրանցվել է կիզակետային հարթության մեջ ցանցային տեսաձրման (raster scanning) միջոցով: Ոսկու կամ արծաթի մասնիկները տեղադրվել են գրգռող լազերային փնջի առանցքի վրա (դարձնելով հետ ցրված դաշտը առավելագույն), իսկ նմուշի մակերևույթի և նանոմասնիկի հեռավորությունը հաստատուն է պահվել (≈ 5 նմ):

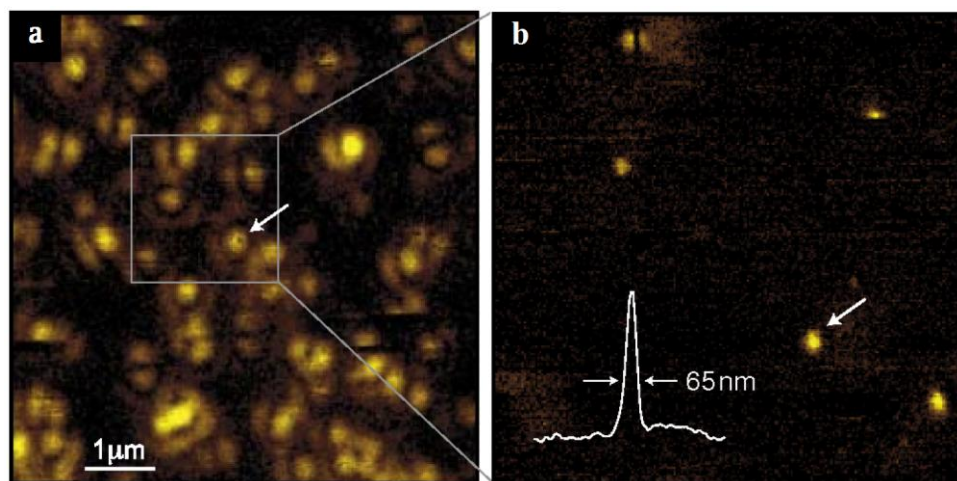
Հարկ է նշել, որ առանձին մոլեկուլի ճառագայթման արագությունը էապես կախված է դրա կողմնորոշումից: Նկ. 1.1.3 – ում բերված են ֆոկուսացված շառավղային բևեռացում ունեցող դաշտի ազդեցությամբ տարբեր կողմնորոշում ունեցող մոլեկուլների ճառագայթման արագության՝ տեսական հաշվարկի վրա հիմնված, պատկերները, ինչպես նաև կամայական կողմնորոշում ունեցող մոլեկուլների ֆլուորեսցենցիայի արագության իրական նկարները: Նկատենք, որ այս պարագայում հնարավոր է արդյունավետ կերպով գրանցել տարբեր մոլեկուլների կողմնորոշումը [27]:



Նկ. 1.1.3 A-B – տարբեր կողմնորոշում ունեցող մոլեկուլների հաշվարկված ճառագայթման արագությունը: Θ -ն ցույց է տալիս մոլեկուլի դիպոլային մոմենտի և փնջի առանցքների կազմած անկյունը: E – շառավղային բևեռացում ունեցող փնջով լուսավորված տարբեր կողմնորոշում ունեցող մոլեկուլների ֆլուորեսցենցիայի արագության պատկերը: D-ի հետ

համեմատությամբ, կարելի է ասել, որ *a* մոլեկուլի դիպոլային մոմենտը գործնականորեն համուղված է փնջի առնցքին, մինչդեռ *c* և *d* մոլեկուլներին ուղղահաս է դրան (*A*-ի հետ համեմատությամբ): *b* և *e* մոլեկուլների դիպոլային մոմենտների կազմած անկյունը մոտավորապես 60° է (*B*-ի հետ համեմատությամբ): Novotny, L. et al, (2001), *Physical Review Letters*, 86(23), 5251.

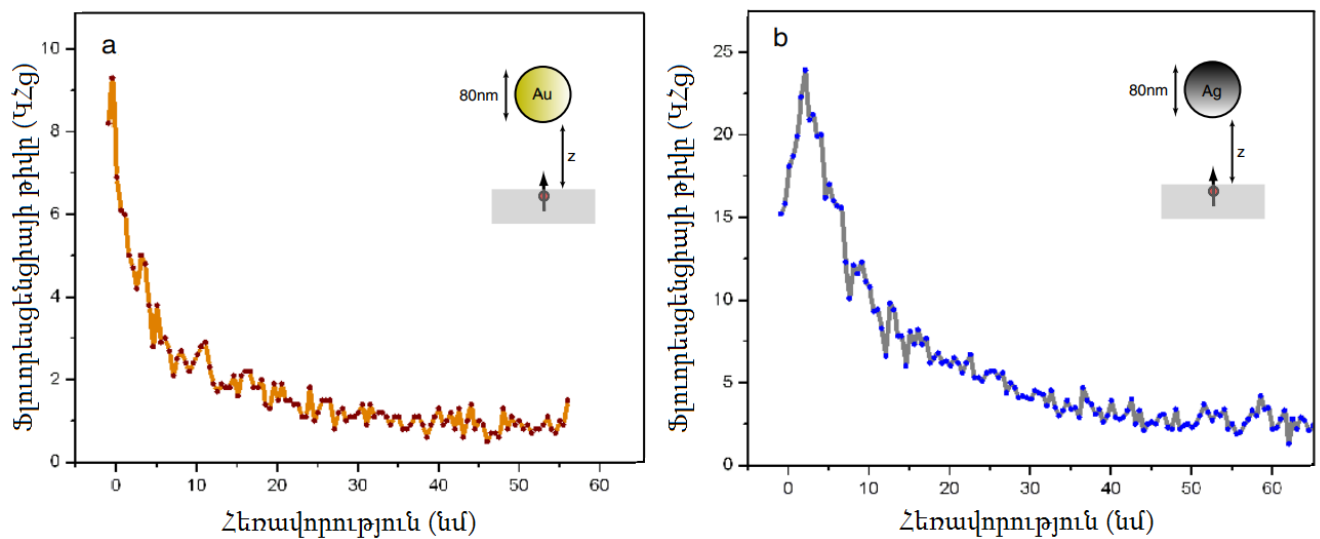
Ֆլուորեսցենցիայի բնութագրական արագության պատկերը բերված է Նկ. 1.1.4-ում: Նկ.1.1.4 *a*-ում մետաղական նանոմասնիկը հանված է, ինչի արդյունքում ստացվել է ֆլուորեսցենցիայի՝ դիֆրակցիայով սահմանափակված լուծունակությամբ, կոնֆոկալ պատկեր: Նկ. 1.1.4 *a*-ում ընդգծված հատվածը երկրորդ անգամ պատկերվել է, այլևս, ոսկու 80-նմ տրամագիծ ունեցող նանոմասնիկի առկայությամբ (նմուշից 5 նմ հեռավորության վրա), որը բերված է Նկ. 1.1.4 *b*-ում, նշենք, որ արծաթի և ոսկու նանոգնդերի համար ստացված արդյունքները հանգույն են: Ե՛վ ոսկու, և՛ արծաթի նանոմասնիկները ուժեղացնում են ֆլուորեսցենցիան, ինչի արդյունքում կոնֆոկալ պատկերի համեմատ շատ ավելի լավ տարածական լուծունակությամբ պատկեր է ստացվում:



Նկ. 1.1.4 Ներկանյութային Նեղոսյան կապույտ մոլեկուլների ֆլուորեսցենցիայի արագության պատկերները: *a* – շրջանային բևեռացված գրգռող փնջի միջոցով կոնֆոկալ պատկեր: *b* – նշված հատվածի մոտակա դաշտի պատկերը, ուր օգտագործվել է լազերային փնջի ֆոկուսում

տեղադրված մետաղական նանոմասնիկի շնորհիվ դաշտի ուժեղացման երևույթը: Սլաքը ցույց է տալիս ուղղահայաց կողմնորոշվածություն ունեցող մոլեկուլին, իսկ ներդիրում բերված է նշված կետի լայնական հատույթը: *Anger, P. et al, (2006), Physical review letters, 96(11), 113002.*

Մոլեկուլի և մետաղական նանոմասնիկի միջև եղած հեռավորությունից կախված ֆլուորեսցենցիայի ուժեղացումը քանակապես բնութագրելու համար, նախորոք, ընտրվել է ուղղահայաց կողմնորոշում ունեցող մոլեկուլ, մետաղական նանոմասնիկը տեղադրվել է դրա վերևում և չափվել է ճառագայթման արագության կախումը նմուշ-նանոմասնիկ հեռավորությունից: Ֆլուորեսցենցիայի արագության համար ստացված փորձարարական արդյունքները ոսկու և արծաթի նանոմասնիկների համար, բերված են նկ. 1.1.5-ում:



Նկ. 1.1.5 Նմուշ-նանոմասնիկ հեռավորությունից կախված առանձին մոլեկուլի ֆլուորեսցենցիայի արագությունը 80 նմ չափով՝ a ոսկու և b արծաթի նանոմասնիկների դեպքում: Մոտ հեռավորությունների վրա ֆլուորեսցենցիան նվազում է՝ շնորհիվ ոչ ճառագայթային անցումների (գրգռված մոլեկուլի էներգիան անցնում է նանոմասնիկին): Երկու դեպքում էլ (արծաթի և ոսկու) 637 նմ ալիքի երկարության վրա նանոմասնիկների առկայությունը բերում է ֆլուորեսցենցիայի ուժեղացման: *Bharadwaj, P. et al, (2006), Nanotechnology, 18(4), 044017.*

1.2 Ընդհանուր դրույթներ և մաթեմատիկական գործիքակազմ

Դիցուք ունենք համակարգ, որի հնարավոր վիճակները երկուսն են՝ ψ_a և ψ_b : Թող դրանք լինեն $\hat{H}_0$ ժամանակից անկախ համիլտոնյանի սեփական վիճակները՝

$$\hat{H}_0\psi_a = E_a\psi_a, \hat{H}_0\psi_b = E_b\psi_b. \quad (1.2.1)$$

ենթադրենք, նաև, որ դրանք օրթոգոնալ են՝ $\langle\psi_a|\psi_b\rangle = \delta_{ab}$: Սա նշանակում է, որ համակարգի ցանկացած վիճակ կարելի է ներկայացնել այս մեծությունների գծային կոմբինացիայի միջոցով, օրինակ՝ $\psi(0) = c_a\psi_a + c_b\psi_b$:

Համիլտոնյանի՝ ժամանակային մասի բացակայության դեպքում, համակարգի ալիքային ֆունկցիան ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\Psi(t) = c_a\psi_a e^{-i\frac{E_a t}{\hbar}} + c_b\psi_b e^{-i\frac{E_b t}{\hbar}}: \quad (1.2.2)$$

Այս դեպքում ասում են, որ $|c_a|^2$ -ն համակարգի՝ ψ_a վիճակում գտնվելու հավանականությունն է, իսկ c_a -ին անվանում են հավանականության ամպլիտուդ:

$\Psi(t)$ -ի նորմավորման պայմանից պարզապես հետևում է, որ $|c_a|^2 + |c_b|^2 = 1$: Այսպիսի համակարգը կոչվում է երկմակարդականի համակարգ: Բանն այն է, որ նույնիսկ ամենապարզ համակարգերն ունեն բազմաթիվ էներգիական մակարդակներ (վիճակներ), սակայն եթե գործ ունենք ռեզոնանսային գործոնների հետ, օրինակ, արտաքին դաշտի հաճախությունը համընկնում է (կամ շատ մոտ է) համակարգի երկու մակարդակների միջև անցման հաճախությանը, ապա կարելի է արդարացիորեն ենթադրել, որ համակարգը երկմակարդականի է, այսինքն արտաքին դաշտի հետ փոխազդում են վերոնշյալ մակարդակները, իսկ մյուս մակարդակները կարելի է անտեսել:

Հարկ է նշել, սակայն, որ մի շարք խնդիրներում երկմակարդականի համակարգի մոտավորությունը չի գործում (ամգամ եթե տեղի ունի ռեզոնանս), օրինակ, եթե երկմակարդականի համակարգի ստորին մակարդակը համակարգի հիմնական վիճակը չէ, ապա այդ մակարդակից կարող է ռելաքսացիոն անցում իրականանալ դեպի հիմնական վիճակ (կամ միջանկյալ վիճակ, եթե այդպիսին կա):

Նշված դեպքում, համակարգի վարքը որոշելու համար, անհրաժեշտ կլինի հաշվի առնել ռելաքսացիոն գործոնները ևս:

Նախորդող շարադրանքում խոսեցինք մի համակարգի մասին, որի համիլտոնյանը ժամանակից կախված չէ, այժմ ենթադրենք, որ համակարգի համիլտոնյանը ներկայացվում է հետևյալ տեսքով՝

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}'(t): \quad (1.2.3)$$

(1.2.2) հավասարման մեջ ψ_a -ը և ψ_b -ը կազմում են լրիվ համակարգ, այնպես որ համակարգի որևէ $\Psi(t)$ վիճակ միշտ կարելի է ներկայացնել դրանց գծային կոմբինացիայի տեսքով՝ տարբերությամբ, որ այս դեպքում c_a -ը և c_b -ը, այլևս, ժամանակից կախված մեծություններ են՝

$$\Psi(t) = c_a(t)\psi_a e^{-i\frac{E_a t}{\hbar}} + c_b(t)\psi_b e^{-i\frac{E_b t}{\hbar}}: \quad (1.2.4)$$

Այսպիսով, համակարգի վարքը որոշելու համար, անհրաժեշտ է որոշել $c_a(t)$ և $c_b(t)$ կախվածությունները: Ասում են, որ համակարգը ψ_a վիճակից անցում կատարեց ψ_b վիճակ, եթե սկզբում $|c_a(0)|^2 = 1$, $|c_b(0)|^2 = 0$, իսկ ինչ որ t_0 պահ անց $|c_a(t_0)|^2 = 0$, $|c_b(t_0)|^2 = 1$:

Այսպիսով, $c_a(t)$ և $c_b(t)$ գործակիցները որոշելու համար, անհրաժեշտ է լուծել ժամանակից կախված Շրոդինգերի հավասարումը՝

$$\hat{H}\Psi = i\hbar \frac{d\Psi}{dt}, \quad (1.2.5)$$

(1.2.3) – (1.2.5) բանաձևերից կունենանք՝

$$\begin{aligned} c_a \left[\hat{H}_0 \psi_a \right] e^{-i\frac{E_a t}{\hbar}} + c_b \left[\hat{H}_0 \psi_b \right] e^{-i\frac{E_b t}{\hbar}} + c_a \left[\hat{H}' \psi_a \right] e^{-i\frac{E_a t}{\hbar}} + c_b \left[\hat{H}' \psi_b \right] e^{-i\frac{E_b t}{\hbar}} = \\ i\hbar \left[\dot{c}_a \psi_a e^{-i\frac{E_a t}{\hbar}} + \dot{c}_b \psi_b e^{-i\frac{E_b t}{\hbar}} + c_a \psi_a \left(-i\frac{E_a}{\hbar} \right) e^{-i\frac{E_a t}{\hbar}} + c_b \psi_b \left(-i\frac{E_b}{\hbar} \right) e^{-i\frac{E_b t}{\hbar}} \right]: \end{aligned} \quad (1.2.6)$$

Այստեղ, ժամանակային ածանցյալը նշել ենք կետով և գրության հարմարության համար բաց ենք թողել $(\hbar)$ արգումենտը, միշտ ենթադրելով, որ c_a -ը և c_b -ը ժամանակից կախված են: Հիշենք (1.2.1) բանաձևը, համաձայն որի ψ_a և ψ_b վիճակները $\hat{H}_0$ -ի

սեփական վիճակներն են, համապատասխանաբար, E_a և E_b սեփական արժեքներով, հետևաբար (1.2.6) հավասարման ձախ մասի առաջին երկու անդամը կկրճատվեն աջ մասի վերջին երկու անդամի հետ և արդյունքում կստացվի՝

$$c_a \left[\hat{H}' \psi_a \right] e^{-i \frac{E_a t}{\hbar}} + c_b \left[\hat{H}' \psi_b \right] e^{-i \frac{E_b t}{\hbar}} = i \hbar \left[\dot{c}_a \psi_a e^{-i \frac{E_a t}{\hbar}} + \dot{c}_b \psi_b e^{-i \frac{E_b t}{\hbar}} \right]: \quad (1.2.7)$$

Հաշվի առնելով, որ ψ_a -ը և ψ_b -ը օրթոգոնալ են, վերոնշյալ հավասարումը նախ բազմապատկենք ψ_a -ով և ինտեգրենք.

$$c_a \langle \psi_a | \hat{H}' | \psi_a \rangle e^{-i \frac{E_a t}{\hbar}} + c_b \langle \psi_a | \hat{H}' | \psi_b \rangle e^{-i \frac{E_b t}{\hbar}} = i \hbar \dot{c}_a e^{-i \frac{E_a t}{\hbar}}: \quad (1.2.8)$$

Գրության պարզության համար մտցնենք հետևյալ նշանակումը՝

$$H'_{ij} \equiv \langle \psi_i | \hat{H}' | \psi_j \rangle \quad (1.2.9)$$

և այս վերջինը հաշվի առնելով (1.2.8) բանաձևը գրենք հետևյալ տեսքով՝

$$\dot{c}_a = -\frac{i}{\hbar} \left[c_a H'_{aa} + c_b H'_{ab} e^{-i \frac{E_b - E_a}{\hbar} t} \right]: \quad (1.2.10)$$

(1.2.7) հավասարումը ψ_b -ով բազմապատկելով և նմանատիպ գործողություններ անելով c_b -ի համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$\dot{c}_b = -\frac{i}{\hbar} \left[c_b H'_{bb} + c_a H'_{ba} e^{i \frac{E_b - E_a}{\hbar} t} \right]: \quad (1.2.11)$$

Վերջին երկու հավասարումները միասին վերցված լիովին համարժեք են երկմակարդականի համակարգի համար գրված ժամանակից կախված Շրոդինգերի հավասարմանը (քանի որ, այս ընթացքում որևէ ենթադրություն դեռևս արված չէ):

Գործնականում, H'_{ij} մատրիցի անկյունագծային անդամները զրոյի են հավասար, ուստի, այս պայմանը հաշվի առնելով, (1.2.10) և (1.2.11) հավասարումները կընդունեն հետևյալ տեսքը՝

$$\begin{aligned} \dot{c}_a &= -\frac{i}{\hbar} H'_{ab} e^{-i \omega_0 t} c_b, \\ \dot{c}_b &= -\frac{i}{\hbar} H'_{ba} e^{i \omega_0 t} c_a. \end{aligned} \quad (1.2.12)$$

որտեղ $\hbar \omega_0 = |E_b - E_a|$:

Մինչ այս պահը որևէ մոտավորություն չենք արել (չհաշվելով երկմակարդականի ատոմի մոտավորությունը), այժմ (1.2.12) հավասարումների համակարգը լուծելու համար քննարկենք մի մոտավորություն, որ կոչվում է ժամանակից կախված խոտորումների տեսություն:

(1.2.3) հավասարման մեջ $\hat{H}'(t)$ -ի մեծության վերաբերյալ որևէ պայման չի դրվել, այժմ ենթադրենք, որ այն շատ ավելի փոքր է $\hat{H}_0$ -ից: Այդ դեպքում $\hat{H}'(t)$ -ին անվանում են համիլտոնյանի՝ ժամանակից կախված խոտորում: Այս պարագայում, հերթագայող մոտարկումների միջոցով, կարող ենք (1.2.12) հավասարումների համակարգը լուծել հետևյալ կերպ. նախ տանք համակարգի սկզբնական պայմանները, օրինակ

$$c_a(0)=1, c_b(0)=0: \quad (1.2.13)$$

Խոտորման բացակայության դեպքում (զրո կարգի խոտորում), համակարգը հավերժ կմնա նույն վիճակում:

$$c_a(t)=1, c_b(t)=0: \quad (1.2.14)$$

Առաջին կարգի խոտորումը հաշվելու համար, խոտորման բացակայության դեպքի համար ստացված արդյունքները տեղադրենք (1.2.12) հավասարումների համակարգի մեջ և լուծենք. կստացվի՝

$$\begin{aligned} c_a^{(1)}(t) &= 1, \\ c_b^{(1)}(t) &= -\frac{i}{\hbar} \int_0^t H'_{ba}(t') e^{i\omega_0 t'} dt': \end{aligned} \quad (1.2.15)$$

Այժմ, եթե ստացվածը էլի տեղադրենք (1.2.12) հավասարումների աջ կողմում և լուծենք, կստանանք երկրորդ կարգի խոտորում և այս գործընթացը անընդհատ կարող ենք շարունակել n -րդ կարգի խոտորումը ստանալու համար:

Հարմոնիկ խոտորում

Ենթադրենք խոտորման կախումը ժամանակից տրված է հարմոնիկ օրենքով՝

$$\begin{aligned} H'(\mathbf{r}, t) &= V(\mathbf{r}) \cos(\omega t), \\ H'_{ab} &= V_{ab} \cos(\omega t), \\ V_{ab} &= \langle \psi_a | V | \psi_b \rangle: \end{aligned} \quad (1.2.16)$$

Առաջին մոտավորությամբ կունենանք՝

$$c_b(t) \cong -\frac{V_{ba}}{2\hbar} \left[\frac{e^{i(\omega_0+\omega)t} - 1}{\omega_0 + \omega} + \frac{e^{i(\omega_0-\omega)t} - 1}{\omega_0 - \omega} \right] : \quad (1.2.17)$$

Ստացվածը՝ ժամանակից կախված Շրոդինգերի հավասարման լուծումն է (առաջին մոտավորությամբ), բայց այս տեսքը այնքան էլ հարմար չէ դրա հետ աշխատելու համար, այդ իսկ պատճառով ներմուծենք այսպես կոչված պտտվող դաշտի մոտավորության գաղափարը։ Որպես կանոն, գործնական հետաքրքրություն են ներկայացնում այն քվանտային համակարգ – դաշտ փոխազդեցությունները, որտեղ դաշտի հաճախությունը (ω) շատ մոտ է քվանտային համակարգի անցման հաճախությանը (ω_0)։ Այդ պարագայում, ստացվում է, որ (1.2.17)-ի աջ մասում գրված փակագծում, երկրորդ անդամը շատ անգամ ավելի մեծ է քան առաջինը, որը, հետևաբար, կարելի է անտեսել։ Այս մոտավորությունը կոչվում է *պտտվող դաշտի մոտավորություն*։ Նկարագրված մոտավորությունը պատահական չէ, քանի որ եթե նույնիսկ արտաքին դաշտը մոնոքրոմ չէ, ապա միևնույն է, քվանտային համակարգի ռեզոնանսային հաճախությունից տարբերվող հաճախությունների վրա խոտորումները անասելի չնչին հավանականությամբ կարող են անցման պատճառ հանդիսանալ։ Այսպես, օրինակ, եթե լույսի հաճախությունը ընդունենք $\sim 10^{14}$ Հց (ինֆրակարմիր), ապա (1.2.17)-ում փակագծում, հայտարարները սարսափելի մեծ կլինեն, բացառությամբ ω_0 -ի շրջակայքի, ուր երկրորդ անդամը էապես ավելի մեծ է քան առաջինը։ Ինչևէ, նշված մոտավորությամբ, (1.2.17)-ը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$c_b(t) \cong -\frac{V_{ba}}{\hbar} \frac{\sin[(\omega_0 - \omega)t / 2]}{\omega_0 - \omega} e^{i\frac{(\omega_0 - \omega)t}{2}} : \quad (1.2.18)$$

Ի միջի այլոց, նշենք, որ պտտվող դաշտի մոտավորությունը ձևաբանորեն նշանակում է, որ (1.2.16)-ում համիլտոնյանի տեսքը լինի հետևյալը՝

$$H'(\mathbf{r}, t) = \frac{V(\mathbf{r})}{2} e^{-i\omega t} : \quad (1.2.19)$$

Այսպիսի մոտեցմամբ (ի սկզբանե պտտվող դաշտի մոտավորությունը կիրառելով) կարելի է (1.2.12) հավասարումների համակարգը լուծել առանց խոտորումների տեսությանը դիմելու։

ψ_a վիճակից ψ_b վիճակին անցնելու հավանականությունը՝ անցման հավանականությունը, կլինի՝

$$P_{a \rightarrow b}(t) = \frac{|V_{ab}|^2}{\hbar^2} \frac{\sin^2[(\omega_0 - \omega)t/2]}{(\omega_0 - \omega)^2}. \quad (1.2.19)$$

Ստացվածում, հատկանշական է այն փաստը, որ անցման հավանականությունը՝ ժամանակից կախված փոփոխվում է ներդաշնակ օրենքով, հրամայական է հիշել, սակայն, որ անցման հավանականությունը այնուամենայնիվ պիտի մեկից շատ փոքր մնա, հակառակ դեպքում կխախտվի խոտորման փոքր լինելու պայմանը:

Ուժեղ դաշտի սահման

Այժմ, ենթադրենք՝ ունենք երկմակարդականի ատոմ, որը գտնվում է արտաքին ռեզոնանսային էլեկտրամագնիսական ալիքի ազդեցության ներքո: Քվազիդասական մոտավորության սահմաններում, այս փոխազդեցությունը նշանակում է դաշտի ազդեցությամբ՝ ատոմի դիպոլային մոմենտի (էներգիայի) փոփոխություն և ատոմի համիլտոնյանի խոտորումը կունենա հետևյալ տեսքը՝

$$\hat{H}'(t) = e\vec{r}\vec{\mathcal{E}}(t), \quad (1.2.20)$$

որտեղ $\vec{\mathcal{E}}(t)$ -ն էլեկտրական դաշտի լարվածությունն է: Ընդունենք, որ դաշտը քնեռացված է z առանցքի երկայնքով ($\vec{\mathcal{E}} = (0, 0, \mathcal{E}_0)e^{-i\omega t}$, $\mathcal{E}_0$ -ն լույսի էլեկտրական դաշտի ամպլիտուդն է): (1.2.16)-ին հղելով, կգրենք

$$\begin{aligned} \hat{V} &= e z \mathcal{E}_0 \\ V_{ab} &= e \mathcal{E}_0 \langle \psi_a | z | \psi_b \rangle \end{aligned} \quad (1.2.21)$$

Այստեղ, հաշվի է առնված, որ $\vec{\mathcal{E}}$ -ն ուղղված է z առանցքի երկայնքով: Սահմանենք դիպոլային մատրիցի էլեմենտները հետևյալ կերպ՝ $\mu_{ab} = -e \langle \psi_a | z | \psi_b \rangle$, ինչից անմիջապես հետևում է, որ $\mu_{aa} = \mu_{bb} = 0$: Բացի այդ, դիպոլային մատրիցի էլեմենտները չափելի մեծություններ են, հետևաբար, դրանք պիտի իրական լինեն՝ $\mu_{ba} = \mu_{ab}^*$ և քանի որ $\mu_{ba} = \mu_{ab}^*$, ապա $\mu_{ba} = \mu_{ab}$ (մատրիցը սիմետրիկ է): Այսպես՝

$$V_{ab} = -\mathcal{E}_0 \mu_{ab} \quad (1.2.22)$$

(1.2.19)-ը և (1.2.22)-ը հաշվի առնելով (այսինքն ի սկզբանե աշխատում ենք պտտվող դաշտի մոտավորությամբ), (1.2.12)-ը կընդունի հետևյալ տեսքը

$$\begin{aligned}\dot{c}_a &= i \frac{\mathcal{E}_0 \mu_{ab}}{2\hbar} e^{i(\omega - \omega_0)t} c_b, \\ \dot{c}_b &= i \frac{\mathcal{E}_0 \mu_{ab}}{2\hbar} e^{-i(\omega - \omega_0)t} c_a : \end{aligned} \quad (1.2.23)$$

Ընթացքում օգտվեցինք փաստից, որ համիլտոնյանը էրմիտական է: Ներմուծենք հետևյալ մեծությունը՝ $\Omega_R = \left| \frac{\mu_{ab} \mathcal{E}_0}{\hbar} \right|$, որին անվանում են Ռաբիի հաճախություն: Վերջապես կունենանք՝

$$\begin{aligned}\dot{c}_a &= i \frac{1}{2} \Omega_R e^{i(\omega - \omega_0)t} c_b, \\ \dot{c}_b &= i \frac{1}{2} \Omega_R e^{-i(\omega - \omega_0)t} c_a : \end{aligned} \quad (1.2.24)$$

Ատոմի վարքը արտաքին էլեկտրամագնիսական դաշտի առկայությամբ, բնութագրվում է (1.2.24) հավասարումների համակարգով, որի լուծումը ճշգրիտ ռեզոնանսի պարագայում ($\omega = \omega_0$) և վերը նշված սկզբնական պայմանների դեպքում ($c_a(0) = 1, c_b(0) = 0$), ունի հետևյալ տեսքը՝

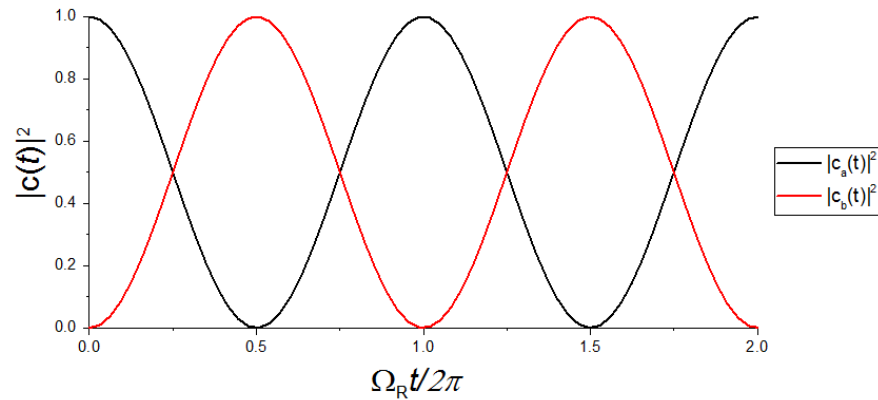
$$\begin{aligned}c_a(t) &= \cos\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right), \\ c_b(t) &= i \sin\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right): \end{aligned} \quad (1.2.25)$$

Անընդհատ, ռեզոնանսային, արտաքին էլեկտրամագնիսական ալիքի ազդեցության տակ գտնվող համագարգը՝ ստորին և վերին մակարդակներում հայտնաբերելու հավանականությունների ժամանակային կախվածությունը պատկերված է նկ. 1.2.1-ում:

Այսպիսով, համակարգը տատանվում է երկու վիճակների միջև՝ $\Omega_R/2\pi$ հաճախությամբ: Ուժեղ դաշտի հետևանքով առաջացած տատանողական բնույթի այսպիսի վարքը, կոչվում է Ռաբիի տատանում: Հաճախ էլեկտրական դաշտի $\mathcal{E}_0$ ամպլիտուդը փոփոխվում է ժամանակի ընթացքում (սովորաբար իմպուլսային վարք ունի), ինչի հետևանքով, ըստ սահմանման, կփոփոխվի նաև Ռաբիի հաճախությունը՝ Ω_R -ը: Այս դեպքում, հարմար է սահմանել իմպուլսի Θ մակերես՝

$$\Theta = \left| \frac{\mu_{ab}}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}_0(t) dt \right| \quad (1.2.26)$$

Իմպուլսի մակերեսը անչափ մեծություն է և որոշվում է իմպուլսի էներգիայով: Հանգստի վիճակում գտնվող ատոմը կարող է գրգռվել π -ին հավասար մակերես ունեցող իմպուլսի միջոցով, որին անվանում են π -իմպուլս:



Նկ. 1.2.1 Համակարգի գրգռված և հանգստի վիճակում գտնվելու հավանականությունների կախումը ժամանակից: Ժամանակի $t=\pi/\Omega_R$ պահին գրգռված վիճակում է, իսկ արդեն $t=2\pi/\Omega_R$ պահին՝ հանգստի վիճակում: Պրոցեսը $2\pi/\Omega_R$ պարբերական է:

Խտության օպերատոր, խտության մատրից

Սովորաբար, քվանտային համակարգի վիճակը նկարագրվում է դրա ալիքային ֆունկցիայի միջոցով ($|\psi\rangle$ վիճակի վեկտորի միջոցով): Այնուամենայնիվ, լույս-միջավայր փոխազդեցությունների ուսումնասիրման համար, երբեմն, նպատակահարմար է ներմուծել ավելի ընդհանուր մեծություն, որն է խտության օպերատորը: Եթե քվանտային համակարգի վիճակի վեկտորը $|\psi\rangle$ -ն է, ապա խտության օպերատորը սահմանվում է հետևյալ կերպ՝

$$\rho = |\psi\rangle\langle\psi|: \quad (1.2.27)$$

Վիճակի վեկտորը կարող է նկարագրել կոհերենտ սուպերպոզիցիոն վիճակներ, մինչդեռ խտության օպերատորի առանձնահատկությունն ու կարևորությունը նրանում է, որ վերջինի միջոցով կարելի է նկարագրել նաև ոչ կոհերենտ սուպերպոզիցիոն վիճակ: Օրինակ, եթե $|\psi_\alpha\rangle$ -ն վիճակների համակարգ է (օրթոնորմալության կամ

լրիվության վերաբերյալ որևէ պայման չկա), ապա խտության օպերատորը կբերվի հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\rho = \sum_{\alpha} P_{\alpha} |\psi_{\alpha}\rangle \langle \psi_{\alpha}| : \quad (1.2.28)$$

Այսինքն խտության օպերատորը վերահաստատում է փաստը, որ մենք չգիտենք, թե որ վիճակում է գտնվում համակարգը, բայց ρ -ի միջոցով, մենք խառնուրդից $|\psi_{\alpha}\rangle$ քվանտային վիճակին P_{α} հավանականություն ենք վերագրում, որը, բնականաբար, բավարարում է հետևյալ նորմավորման պայմանին $\sum_{\alpha} P_{\alpha} = 1$:

Եթե համակարգի վիճակը կարելի է ներկայացնել (1.2.27) բանաձևով, ապա այն կոչվում է մաքուր վիճակ, հակառակ դեպքում՝ խառը (mixed state):

Խտության օպերատորի ֆիզիկական էությունը առավել հասկանալի դարձնելու համար անդրադառնանք խտության մատրիցին: Դիցուք տրված է օրթոնորմալ վիճակների $|\alpha\rangle$ լրիվ համակարգ, դրա նկատմամբ խտության մատրիցի էլեմենտները սահմանվում են հետևյալ կերպ՝

$$\rho_{\alpha\alpha'} = \langle \alpha | \rho | \alpha' \rangle : \quad (1.2.29)$$

(1.2.27)-ից հետևում է, որ մատրիցի անկյունագծային $\rho_{\alpha\alpha}$ անդամները ցույց են տալիս համակարգի $|\alpha\rangle$ վիճակում գտնվելու հավանականությունը,

$$\rho_{\alpha\alpha} = \langle \alpha | \rho | \alpha \rangle = |\langle \alpha | \psi \rangle|^2 : \quad (1.2.30)$$

Մատրիցի ոչ անկյունագծային անդամներին $\rho_{\alpha\alpha'}$ (որտեղ $\alpha \neq \alpha'$) հաճախ անվանում են կոհերենտություն, որովհետև դրանք նկարագրում են սուպերպոզիցիայի տարբեր բաղադրիչների փուլերի միջև եղած տարաբերությունները: Օրինակ, եթե վիճակի վեկտորը ունենա հետևյալ տեսքը՝

$$|\psi\rangle = \sum_{\alpha} |c_{\alpha}| e^{i\phi_{\alpha}} |\alpha\rangle, \quad (1.2.31)$$

ապա կոհերենտության (ոչ անկյունագծային անդամներ) համար կգրենք՝

$$\rho_{\alpha\alpha'} = |c_{\alpha} c_{\alpha'}| e^{i(\phi_{\alpha} - \phi_{\alpha'})} : \quad (1.2.32)$$

Նկատենք, որ խառը վիճակի համար գրված խտության օպերատորի համար, կոհերենտությունները կլինեն ոչ կոհերենտ սուպերպոզիցիայի բաղադրիչ տարբեր

վիճակներին համապատասխանող կոմպլեքս թվերի գումարներ: Փուլերն ընդհանուր դեպքում չեն համընկնի, և եթե մաքուր վիճակի համար ունենք $|\rho_{\alpha\alpha'}|^2 = \rho_{\alpha\alpha}\rho_{\alpha'\alpha'}$, ապա խառը վիճակի համար տեղի ունի $|\rho_{\alpha\alpha'}|^2 < \rho_{\alpha\alpha}\rho_{\alpha'\alpha'} (\alpha \neq \alpha')$ առնչությունը:

Բլոխի օպերիկական հավասարումներ: Ռաբիի Մարող տատանումներ:

Օգտվելով, խտության մատրիցի (1.2.29) սահմանումից, գրենք (1.2.24) արտահայտությունները խտության մատրիցի էլեմենտների միջոցով, ենթադրելով, որ ունենք լրիվ ռեզոնանսային փոխազդեցություն ($\omega = \omega_0$):

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho_{ee}}{\partial t} &= c_e^* \frac{\partial c_e}{\partial t} + c.c. = i \frac{\Omega_R}{2} (\rho_{ge} - \rho_{eg}) \\ \frac{\partial \rho_{gg}}{\partial t} &= -i \frac{\Omega_R}{2} (\rho_{ge} - \rho_{eg}) \\ \frac{\partial \rho_{ge}}{\partial t} &= -i \frac{\Omega_R}{2} (\rho_{gg} - \rho_{ee}) \\ \frac{\partial \rho_{eg}}{\partial t} &= i \frac{\Omega_R}{2} (\rho_{gg} - \rho_{ee}).\end{aligned}\tag{1.2.33}$$

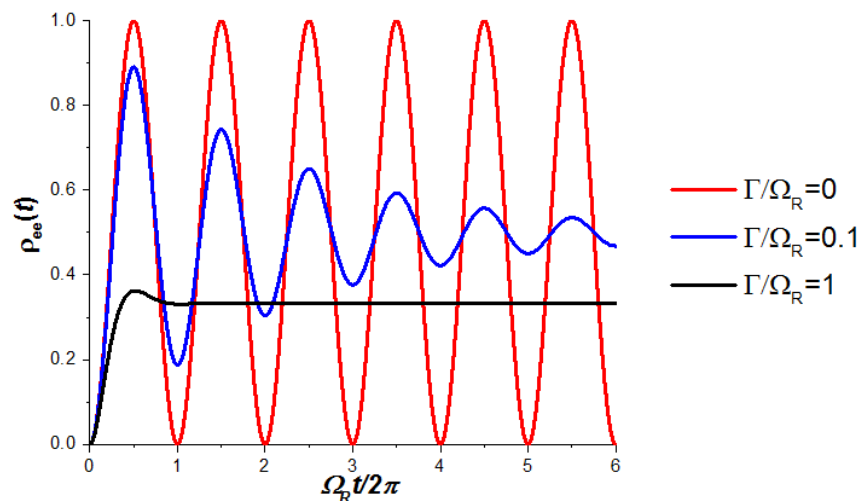
Հիշենք, որ $\Omega_R \ll \Gamma$: Ուշադրություն դարձնենք, որ նշված արտահայտությունները գրելիս որևէ կորուստ հաշվի չի առնվել, այսինքն (1.2.33) հավասարումները համարժեք են (1.2.24) հավասարումներին, ուստի նաև Շրոդինգերի հավասարմանը: Այժմ, համակարգում՝ սպոնտան ռելաքսացիան ներառելու համար, ներմուծենք հավելյալ, կորուստային անդամներ՝

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho_{ee}}{\partial t} &= i \frac{\Omega_R}{2} (\rho_{eg} - \rho_{ge}) - \Gamma \rho_{ee}, \\ \frac{\partial \rho_{gg}}{\partial t} &= -i \frac{\Omega_R}{2} (\rho_{eg} - \rho_{ge}) + \Gamma \rho_{ee}, \\ \frac{\partial \rho_{ge}}{\partial t} &= -\frac{\Gamma}{2} \rho_{ge} - i \frac{\Omega_R}{2} (\rho_{ee} - \rho_{gg}), \\ \frac{\partial \rho_{eg}}{\partial t} &= -\frac{\Gamma}{2} \rho_{eg} + i \frac{\Omega_R}{2} (\rho_{ee} - \rho_{gg}): \end{aligned}\tag{1.2.34}$$

Այս արտահայտությունները գրելիս, հաշվի է առնվել միայն երկայնական ռելաքսացիան, և գործակիցները, որոնք պայմանավորված են կոհերենտության խախտմամբ (լայնական ռելաքսացիա) բաց են թողնված: Ստացված՝ (1.2.34),

հավասարումները կոչվում են Բլոխի օպտիկական հավասարումներ: ρ_{ee} -ի ժամանակային կախումը բերված է նկ. 1.2.2-ում:

Նախ նկատենք, որ մարումների բացակայության պայմաններում ստացված կորը նույնությամբ կրկնում է նախորդիվ ստացված Ռաբիի տատանումները նկարագրող կորին: Թույլ մարումների առկայությամբ ($\Gamma/\Omega_R=0.1$)՝ համակարգը մի քանի մարող տատանում կատարելով, ի վերջո հանգրվանում է $\rho_{ee}=0.5$ վիճակում. այսպիսի ընթացքին անվանում են Ռաբիի մարող տատանումներ: Ուժեղ մարումների դեպքում ($\Gamma/\Omega_R=1$) համակարգը անցնում է կայուն վիճակի, որտեղ հայտնաբերվելու հավանականությունը փոքր է 0.5-ից, մարումների մեծացմանը զուգընթաց այդ հավանականությունը ձգտում է զրոյի:



Նկ. 1.2.2 Համակարգի գրգռված վիճակում գտնվելու հավանականության ժամանակային կախումը ռելաքսացիայի առկայությամբ՝ մարման տարբեր արժեքների դեպքում:

Կոհերենտ վիճակներ

Նախ և առաջ փոքր ակնարկով անդրադառնանք ծննդի և անհիիլացման օպերատորներին: Ինչպես գիտենք [28] ծննդի $\hat{a}$ և անհիիլացման $\hat{a}^\dagger$ օպերատորները սահմանվում են հետևյալ կերպ՝

$$\begin{aligned} \hat{a} &= (2\hbar\omega)^{-1/2} (\omega\hat{q} + i\hat{p}) \\ \hat{a}^\dagger &= (2\hbar\omega)^{-1/2} (\omega\hat{q} - i\hat{p}) \end{aligned} \quad (1.2.35)$$

որտեղ $\hat{p}$ -ն և $\hat{q}$ -ն, համապատասխանաբար, իմպուլսի և կոորդինատի օպերատորներն են: Ծննդի և անհիիլացման օպերատորները ոչ էրմիտական են և բավարարում են կոմուտացման $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$ առնչությանը, իսկ հարմոնիկ օսցիլյատորի՝ դրանցով արտահայտված, համիլտոնյանը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\hat{H} = \hbar\omega\left(\hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{1}{2}\right): \quad (1.2.36)$$

Օպերատորների $\hat{a}^\dagger\hat{a}$ արտադրյալը մեծ կարևորություն ունի և կոչվում է *քանակի* օպերատոր, որը կնշանակենք՝ $\hat{n}$ -ով: Էներգիայի E_n սեփական արժեքին համապատասխանող սեփական վիճակը նշանակենք $|n\rangle$ -ով ($\hat{H}|n\rangle = E_n|n\rangle$): Ծնման օպերատորը ազդելով $|n\rangle$ վիճակի վրա առաջացնում է (ծնում է) $\hbar\omega$ էներգիայով ֆոտոն, մինչդեռ անհիիլացման օպերատորի ազդեցության արդյունքում՝ $\hbar\omega$ էներգիայով ֆոտոն վերանում է: Այսպիսով, անհիիլացման օպերատորի պարբերական կիրառումը հանգեցնում է համակարգի էներգիայի սեփական արժեքի $\hbar\omega$ -ին պատիկ էներգիայով նվազմանը: Հարմոնիկ օսցիլյատորի էներգիայի ոչ բացասական լինելու պայմանից հանգում ենք էներգիայի նվազագույն սեփական արժեքով վիճակին՝ $|0\rangle$, որի համար՝

$$\hat{H}|0\rangle = \frac{1}{2}\hbar\omega|0\rangle, \quad (1.2.37)$$

Ստացվում է, որ $|n\rangle$ վիճակը որոշվում է դրանում առկա ֆոտոնների թվով, իսկ թվի օպերատորի սեփական ֆունկցիաների-սեփական արժեքների պրոբլեմը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\hat{n}|n\rangle = n|n\rangle, \quad (1.2.38)$$

$|n\rangle$ վիճակները կոչվում են քանակի կամ Ֆոկի վիճակներ:

Էլեկտրական դաշտի օպերատորի, կամ համարժեքորեն ծննդի և անհիիլացման օպերատորների սպասվող արժեքի ոչ զրոյական լինելը ենթադրում է մի վիճակ, որը ± 1 -ով տարբերվող Ֆոկի վիճակների վերադրում է (հաշվի է առնվում, որ ծննդի և անհիիլացման օպերատորների ոչ զրոյական մատրիցական էլեմենտները հետևյալն

են՝ $\langle n-1|\hat{a}|n\rangle=\sqrt{n}$, $\langle n+1|\hat{a}^\dagger|n\rangle=\sqrt{n+1}$): Այսինքն, այդ վիճակը կարող է «պարունակել» միայն $|n\rangle$ և $|n\pm 1\rangle$ վիճաները՝

$$|\psi\rangle = C_n|n\rangle + C_{n+1}|n\pm 1\rangle \quad (1.2.39)$$

որտեղ $|C_n|^2 + |C_{n+1}|^2 = 1$: Ընդհանրապես, Ֆոկի բոլոր վիճակների վերադրումը կնշանակի, որ $\hat{a}$ -ի կամ $\hat{a}^\dagger$ -ի սպասվող արժեքը տարբեր է զրոյից: Էլեկտրամագնիսական դաշտի օպերատորի ու ծննդի և անհիիլացման օպերատորների միջև կապից հետևում է, որ, եթե $\hat{a}^\dagger$ -ը և $\hat{a}$ -ը փոխարինվեն անընդհատ փոփոխականներով, ապա արդյունքում կստացվի դասական դաշտ [29]: Այս փոփոխությունը իրականացնելու համար, անհրաժեշտ է գտնել անհիիլացման (ծննդի) օպերատորի սեփական վիճակները: Այդ վիճակները նշանակենք $|\alpha\rangle$ -ով՝

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle \quad (1.2.40)$$

որտեղ, α -ն կոմպլեքս թիվ է (հիշենք, որ անհիիլացման օպերատորը էրմիտական չէ): $|\alpha\rangle$ սեփական վիճակները կոչվում են «աջ», իսկ ծննդի օպերատորի սեփական վիճակները՝ «ձախ» (սեփական արժեքները՝ α^*)՝

$$\langle\alpha|\hat{a}^\dagger = \alpha^*\langle\alpha| \quad (1.2.41)$$

Ֆոկի վիճակները կազմում են լրիվ համակարգ, ուստի՝

$$|\alpha\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} C_n|n\rangle \quad (1.2.42)$$

Վերջին՝ (1.2.42), հավասարման հետ մի քանի գործողությունների և նորմավորման արդյունքում ստացվում է՝

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{1}{2}|\alpha|^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}|n\rangle \quad (1.2.43)$$

Այս վիճակում էլեկտրական դաշտի լարվածության վեկտորի սպասվող արժեքը որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\langle\alpha|\hat{E}_x(\vec{r},t)|\alpha\rangle = 2|\alpha|\left(\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0V}\right)^{\frac{1}{2}}\sin(\omega t - \vec{k}\vec{r} - \theta) \quad (1.2.43)$$

որտեղ, $\alpha = |\alpha|e^{i\theta}$: (1.2.43)-ով նկարագրվող դաշտը դասական դաշտին նման տեսք ունի, իսկ $\hat{E}_x(\vec{r}, t)$ -ի ֆլուկտուացիաները՝ $\langle (\Delta \hat{E}_x)^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\hbar \omega}{2\varepsilon_0 V} \right)^{\frac{1}{2}}$, նույնական են վակուումի ֆլուկտուացիաներին: Հեշտ է նկատել, որ $|\alpha|^2$ -ն ցույց է տալիս դաշտի ֆոտոնների միջին թիվը, իսկ ֆոտոնների թվի ֆլուկտուացիան որոշվում է $\Delta n = \sqrt{n}$ արտահայտությամբ, ինչը հատուկ է Պուասոնի բաշխմանը: Ամփոփենք, նշելով կոհերենտ վիճակների մի քանի հիմնական հատկություն՝ $|\alpha\rangle$ կոհերենտ վիճակների համար. ա) էլեկտրական դաշտի սպասվող արժեքը ներկայանում է դասական արտահայտությամբ, բ) էլեկտրական դաշտի փոփոխականների ֆլուկտուացիաները նույնն են, ինչ վակուումի ֆլուկտուացիաները, գ) ֆոտոնների միջին թվի աճին զուգընթաց, ֆոտոնների թվի ֆլուկտուացիաները փոքրանում են ($\frac{\Delta n}{n} = \frac{1}{\sqrt{n}}$), դ) ֆոտոնների միջին թվի աճը հանգեցնում է վիճակի փուլային բաշխման սեղմմանը ($P(\varphi) \approx \left(\frac{2|\alpha|^2}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-2|\alpha|^2(\varphi-\theta)^2}$): Այսպիսով, կոհերենտ վիճակները դասական վիճակների հատկություններով օժտված, բայց այնուամենայնիվ, քվանտային վիճակներ են: Վերջում նշենք, որ կոհերենտ վիճակ կարելի է գեներացնել, օրինակ, տատանվող դասական հոսանքների միջոցով:

1.3 Ռելաքսացման ընթացքը մոլեկուլ-մետաղական գունդ ռեզոնանսորեն կապված համակարգում:

Տարբեր ՔԴՃ-ՄՆՄ համակարգերում սպոնտան ճառագայթման փոփոխությունը քննարկվել է տարբեր նպատակների համար [21, 22, 30-32], բայց միշտ համարվել է, որ ռելաքսացման ընթացքը բնութագրվում է էքսպոնենցիալ ֆունկցիայով՝ ինչպիսին ստացվել է երկմակարդականի ատոմի համար Վեիցկոպֆ-Վիգների տեսության սահմաններում [33]: Սակայն, կան աշխատանքներ, որտեղ ստացված արդյունքները էապես հակասում են վերոնշյալ տեսությանը [34-37]: Դրանցում ցույց է տրված, որ

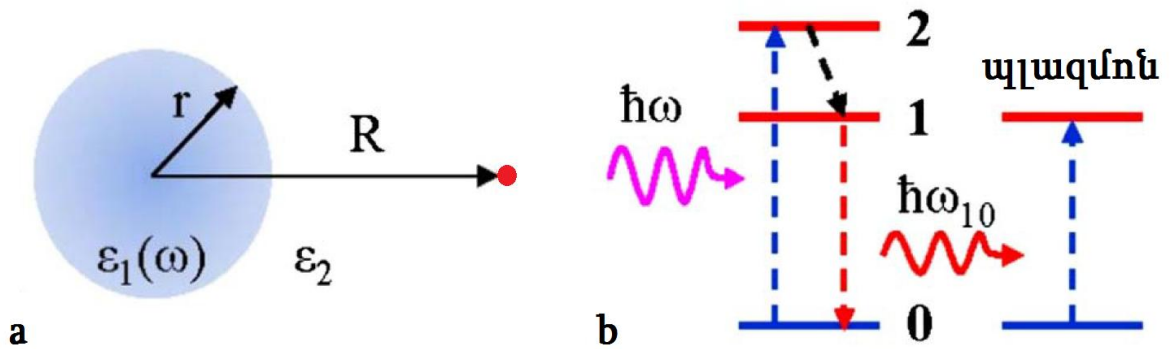
ՔԴԾ-ի մոտակայքում ռեզոնանսային էլեմենտի ներկայությունը էապես է ազդում ռելաքսացիոն պրոցեսի վրա. իմպուլսային գրգռման դեպքում ՔԴԾ-ՄՆՄ ռեզոնանսային կապված համակարգի ռելաքսացիոն պրոցեսները, այլևս, չեն բնութագրվում էքսպոնենցիալ մարումներով, այլ ցուցաբերում են աստիճանաձև վարք: Ավելի մանրամասն քննարկենք վերոնշյալ աշխատանքներից մեկը՝ [36]-ը, որովհետև այն հիմք է ծառայելու հետագա շարադրանքի համար:

Այսպիսով, քննարկվել է կապի թույլ ռեժիմը, որտեղ ՔԴԾ-ՄՆՄ ռելաքսացման ժամանակը շատ ավելի փոքր է ազատ տարածությունում ՔԴԾ-ի ռելաքսացման ժամանակից, բայց շատ ավելի մեծ, քան ԼՄՊ-ի կյանքի տևողությունը (սա կարելի է իրականացնել, օգտագործելով ՔԴԾ-ի և ՄՆՄ-ի միջև մեծ հեռավորություններ): Նշված պայմանների իրականացման դեպքում և արտաքին դաշտի բացակայության պայմաններում, համակարգի ընթացքը մեծապես որոշվում է գրգռված ՔԴԾ-ի ինքնամուղ վարքով, որը արդյունք է գրգռված ՔԴԾ-ի դիպոլային մոնոմենտի շնորհիվ գրգռված ԼՄՊ մոդի, ինչն էլ իր հերթին ազդում է ՔԴԾ-ի վրա, ՔԴԾ-ՄՆՄ համակարգում հետադարձ կապ ապահովելով: Պարզվում է, որ թույլ և ռեզոնանսային ՔԴԾ-ՄՆՄ կապի դեպքում, այն է, երբ ԼՄՊ-ի ռեզոնանսային հաճախությունը համընկնում է ՔԴԾ-ի ճառագայթային անցման հաճախության հետ, ՔԴԾ-ի ռելաքսացման վարքը նկարագրվում է ժամանակի ընթացքում աստիճանաձև մարումով, որն էապես տարբերվում է լայնորեն ընդունված էքսպոնենտային վարքից: Ցույց է տրված (կբերենք ստորև), որ ՄՆՄ-ի ճառագայթումը հանդես է գալիս էական ժամանակային հապաղմամբ, որն իր հերթին կարևոր կիրառական նշանակություն ունի, ի հաշիվ այն բանի, որ մի շարք պարամետրերի միջոցով հնարավորություն է ստեղծվում ղեկավարել ՔԴԾ-ՄՆՄ ճառագայթման պրոցեսը:

Քննարկված ՔԴԾ-ՄՆՄ համակարգի կառուցվածքային տեսքը բերված է Նկ. 1.3.1-ում և իրենից ներկայացնում է եռամակարդակ ՔԴԾ և գնդային ՄՆՄ:

Ենթադրվում է, որ արտաքին ռեզոնանսային մղման դաշտի շնորհիվ ՔԴԾ-ն 0 մակարդակից բերվում է 2 գրգռված մակարդակ, որտեղից այն չճառագայթող անցման ուղով անցնում է 1 մակարդակ (օպտիկապես ակտիվ). ենթադրվում է նաև, որ ՄՆՄ-ում լոկալիզացված պլազմոնի ռեզոնանսային հաճախությունը՝ ω_{10} -ն, համընկնում է $1 \rightarrow 0$

անցման հաճախության հետ (նկ. 1.3.1 b): Եռամակարդակ համակարգի օգտագործումը թույլ է տալիս առանձնացնել 1 մակարդակի ռելաքսացման պրոցեսները ճառագայթման պրոցեսներից, որոնք, փաստորեն, զուրկ են ՄՆՄ-ի ազդեցությունից:



Նկ. 1.3.1 ՄՆՄ-ից և դրա մերձակայքում տեղակայված ՔԴՃ-ից կազմված համակարգի սխեմատիկ նկարագրությունը: a՝ համակարգի պարամետրերը, b՝ ՔԴՃ-ի էներգետիկ մակարդակները և ՄՆՄ-ի ԼՄՊ-ի ռեզոնանսային անցումը: *Nerkararyan K. V., Bozhevolnyi S. I., (2014), Optics letters, 39(6), 1617-1620*

Պլազմոնային համակարգի ռեզոնանսային հաճախությունը կախված է նաեւ համակարգի կառուցվածքային առանձնահատկություններից և ՄՆՄ-ի տեսքը այստեղ ընտրված է գնդային՝ $1 \rightarrow 0$ անցմանը համապատասխան ռեզոնանսային հաճախություն ունենալու համար:

Սկզբնական պահին ենթադրվում է, որ ՔԴՃ-ն արդեն գտնվում է մի վիճակում, որը կարող է նկարագրվել 1 և 0 վիճակների կոհերենտ սուպերպոզիցիայով, իսկ ԼՄՊ-ն դեռ գրգռված չէ: Դրան, օրինակ, կարելի է հասնել՝ օգտագործելով ω_{10} հաճախությամբ թույլ լազերային իմպուլս, որն ազդում է արդեն օպտիկապես ակտիվ 1 վիճակի բերված ՔԴՃ-ի վրա: Երկմակարդակ ՔԴՃ-ն միանգամից կարող է բերվել սուպերպոզիցիոն վիճակի՝ ω_{10} հաճախությամբ, ուժեղ լազերային իմպուլսի միջոցով, որի պարամետրերը մոտ են π -իմպուլսին (տե՛ս բանաձև (1.2.26)): Ուշադրություն դարձնենք այն կարևոր փաստին, որ [36]–ում դիտարկված համակարգում անհրաժեշտ

պայման է սուպերպոզիցիոն վիճակի՝ թեկուզ և շատ աննշան, գոյությունը. ստորև դեռ կանդիդատանանք այս հարցին: Այնուհետ ենթադրվում է, որ ՔԴՃ-ՄՆՄ (թույլ) կապը բավարար ուժեղ է, որ ՔԴՃ-ի ռելաքսացիան որոշվի կապից, և ոչ վակուումի դաշտերի հետ փոխազդեցությունից՝ ինչպես Վեյցկոպֆ-Վիգների տեսության դեպքում [33]: Այս ենթադրությունը հետագա ստուգման կարիք ունի, պետք է ցույց տրվի, որ ռեզոնանսորեն կապված համակարգի ռելաքսացման արագությունը շատ ավելի մեծ է, քան մեկուսացված ՔԴՃ-ի ռելաքսացման արագությունը:

Վերոնշյալ պայմաններում ՔԴՃ-ի կոհերենտ սուպերպոզիցիոն վիճակից հիմնական վիճակին անցնելու ընթացքում ալիքային ֆունկցիան գրվում է հետևյալ տեսքով՝

$$\Psi(t) = a_1(t)\phi_1 e^{-i\frac{E_1 t}{\hbar}} + a_0(t)\phi_0 e^{-i\frac{E_0 t}{\hbar}} \quad (1.3.1)$$

որտեղ ϕ_1 և ϕ_0 -ն ՔԴՃ-ի, համապատասխանաբար, E_1 և E_0 էներգիաներով բնութագրվող 1 և 0 վիճակների ալիքային ֆունկցիաներն են, իսկ a_1 և a_0 -ն $1 \rightarrow 0$ անցումը բնութագրող հավանականությունների ամպլիտուդները: ՔԴՃ-ի դիպոլային մոմենտի արտահայտությունը հետևյալն է՝

$$\vec{D}(t) = \int \Psi e \vec{r} \Psi^* dV = a_1 a_0^* \vec{d}_{10} e^{-i\omega_{10} t} + a_0 a_1^* \vec{d}_{10}^* e^{i\omega_{10} t} \quad (1.3.2)$$

որտեղ $\vec{d}_{10} = \int \phi_1 e \vec{r} \phi_0^* dV$ և $\hbar \omega_{10} = E_1 - E_0$:

Ենթադրվում է, ՔԴՃ-ՄՆՄ առանցքը և ՔԴՃ-ի դիպոլային մոմենտը զուգահեռ են, իսկ ՔԴՃ-ի հեռավորությունը ՄՆՄ-ի կենտրոնից, շատ անգամ ավելի մեծ է, քան ՄՆՄ-ի շառավիղը և այս երկուսն էլ իրենց հերթին շատ ավելի փոքր են ալիքի երկարությունից, այնպես, որ $\lambda \gg R \gg r$ (նկ. 6): Փաստորեն, օգտագործվում է էլեկտրաստատիկ մոտավորություն եւ ենթադրվում է, որ ՄՆՄ-ի շրջակայքում ՔԴՃ-ի ստեղծած էլեկտրական դաշտը համասեռ է: ՄՆՄ-ում գրգռված ԼՄՊ-ն իր հերթին $\vec{E}_{sp}$ դաշտ է ստեղծում: Այդ դաշտը տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\vec{E}_{sp} = \frac{a_1 a_0^* \vec{d}_{10}}{\pi \epsilon_0 \epsilon_2} \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2} \frac{r^3}{R^6} e^{-i\omega_{10} t} + c.c. \quad (1.3.3)$$

Օգտագործվել են հետևյալ նշանակումները. ϵ_0 ՝ վակուումի դիէլեկտրական թափանցելիություն, $\epsilon_1 = \epsilon_{1r} + i\epsilon_{1i}$ և ϵ_2 ՝ համապարասխանաբար ՄՆՄ-ի և այն

շրջապատող դիէլեկտրիկ միջավայրի հարաբերական դիէլեկտրական թափանցելիություններ, c.c.-ով նշված է կոմպլեքս համալուծը:

(1.3.3) հավասարումում հաշվի է առնված, որ ԼՄՊ-ի կյանքի տևողության ընթացքում $a_1(t)$ և $a_0(t)$ ժամանակային փոփոխությունները աննշմար են, այսինքն, ԼՄՊ-ի մարումների հետ համեմատած ՔԴՃ-ՄՆՄ պրոցեսը շատ ավելի դանդաղ է: (1.3.3) բանաձևով տրված դաշտում գտնվող երկմակարդականի ատոմի համար գրվում է ժամանակից կախված Շրոդինգերի հավասարում, մի քանի մոտավորությունների արդյունքում $a_0(\tau) = a_{00}$ և $a_1(\tau) = a_{10} = \sqrt{1 - a_{00}^2}$ սկզբնական պայմանների համար ստացվում են հետևյալ արդյունքները՝

$$\begin{aligned} a_0(t) &= \frac{a_{00}}{\sqrt{a_{00}^2 + a_{10}^2 e^{-2\mu(t-\tau)}}}, \\ a_1(t) &= \frac{a_{10}}{\sqrt{a_{10}^2 + a_{00}^2 e^{2\mu(t-\tau)}}}, \end{aligned} \quad (1.3.4)$$

որտեղ՝

$$\mu = \frac{1}{\hbar} \frac{1}{\pi \varepsilon_0} |\vec{d}_{10}|^2 \frac{3}{\varepsilon_{1i}} \frac{r^3}{R^6} \quad (1.3.5)$$

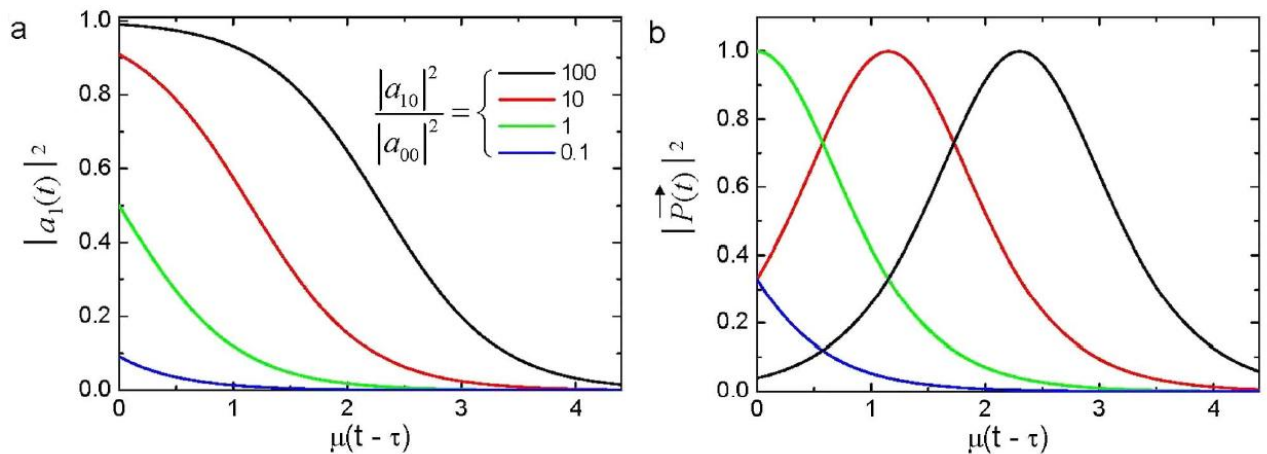
Առանց ընդհանրությունը խախտելու, այստեղ ենթադրվել է, որ a_1 -ն ու a_0 -ն իրական են:

ՔԴՃ-ի ռելաքսացման պրոցեսները էապես կախված են ԼՄՊ մոդի գրգռումից, որը ռելաքսացման արդյունավետ ուղի է ստեղծում: Այս ուղին հիմնականում չճառագայթող է, բայց ՄՆՄ-ի դիպոլային մոմենտը նպաստում է ճառագայթման պրոցեսին՝ այդպիսով ղեկավարելով ՔԴՃ-ի ճառագայթումը: Համակարգի ընդհանուր դիպոլային մոմենտը տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\vec{P} = \left(1 - \frac{6i\varepsilon_2}{\varepsilon_{1i}} \frac{r^3}{R^3} \right) \frac{\vec{d}_{10} e^{-i\omega_0 t}}{2 \cosh[\mu(t-\tau) - \ln(c_{10}/c_{00})]} + c.c \quad (1.3.6)$$

(1.3.4) և (1.3.6) բանաձևերը բնութագրում են ՔԴՃ-ՄՆՄ-ի ռելաքսացիան և ճառագայթումը: Այդ արտահայտություններից երևում է, որ ՔԴՃ-ի գրգռված վիճակի ռելաքսացիայի արագությունը որոշվում է μ պարամետրի արժեքներով: (1.3.4) արտահայտություններով որոշվող ՔԴՃ-ի ռելաքսացիան ներկայացված է նկ. 1.3.2 a-ում. դիտարկումը սկսվում է ժամանակի ինչ-որ τ պահին, երբ ՔԴՃ-ն սկզբնական կոհերենտ սուպերպոզիցիոն վիճակում է: Նկատվում է, ՔԴՃ-ի ռելաքսացիան

սկզբնական անցումային վարքից հետո բնութագրվում է մոնոէքսպոնենցիալ մարմամբ, իսկ մարման արագությունը տրվում է μ -ով և կախված չէ սկզբնական պայմաններից: ՔԴՃ-ի ճառագայթման հզորությունը, համեմատական է ընդհանուր դիպոլային մոմենտի մոդուլի քառակուսուն (բանաձև (1.3.6)) և ինչպես երևում է նկ. 1.3.2 b-ում, սկզբնական պայմաններից կախված կարող է էապես հապաղել. սրա շնորհիվ հնատրավորություն է ստեղծվում կառավարելու ՔԴՃ-ի ճառագայթման պրոցեսը:



Նկ. 1.3.2 ՔԴՃ-ՄՆՄ համակարգի ռելաքսացման ընթացքը սկզբնապահին բնակեցվածության տարբեր արժեքների դեպքում: a՝ գրգռված 1 վիճակի բնակեցվածության ռելաքսացիան ((1.3.4) հավասարումներ), b՝ համակարգի լրիվ դիպոլային մոմենտի մոդուլի քառակուսու ժամանակային կախումը (մաքսիմալ արժեքով նորմավորված):

Nerkararyan K. V., Bozhevolnyi S. I., (2014), Optics letters, 39(6), 1617-1620

Հիշենք, որ համակարգի վարքի դիտարկման ընթացքում անտեսվել է ՔԴՃ-ի սպոնտան ռելաքսացիան, պատճառաբանվելով, որ համակարգում կապի մեծ աստիճանի շնորհիվ դրա ռելաքսացիան շատ ավելի արագ է, քան մեկուսացված ՔԴՃ-ինը: այս գնահատականը տալու համար անհրաժեշտ է բաղդատել ռեզոնանսորեն կապված համակարգի μ և մեկուսացված ՔԴՃ-ի γ_0 ռելաքսացման արագությունները: μ -ի արտահաճությունը տրում է (1.3.5) բանաձևով, իսկ γ_0 -ինը՝ վերցված է Վեյցկոպֆ-Վիգների տեսության արդյունքներից [33]: Այդպիսով, ստացվում է հետևյալ հարաբերությունը.

$$\beta \cong \frac{\mu}{\gamma_0} = \frac{9}{\varepsilon_{1i} \sqrt{\varepsilon_2}} \left(\frac{\lambda_0}{2\pi R} \right)^3 \left(\frac{r}{R} \right)^3 \quad (1.3.7)$$

որտեղ λ_0 -ն ՔԴԾ-ի անցման ω_{10} հաճախությանը համապատասխան ալիքի երկարությունն է ազատ տարածությունում: Տիպիկ դիէլեկտրիկ միջավայրի համար $\varepsilon_2 = 2.25$ (օր. ապակի կամ պոլիմեր), ռեզոնանսային պայմանները հանդիպում են ոսկու մոտ 530 նմ ալիքի երկարության դեպքում $\varepsilon_{1i} = 2.35$ և արծաթի մոտ 400 նմ ալիքի երկարության դեպքում $\varepsilon_{1i} = 0.22$ [38]: Դիտարկելով 5 նմ շառավղով ՄՆՄ և վերցնելով ՔԴԾ-ի հեռավորությունը ՄՆՄ-ի կենտրոնից 15 նմ, պարզվում է, որ β -ի արժեքը ոսկու դեպքում ստացվում է $\beta \approx 17$, իսկ արծաթի դեպքում՝ $\beta \approx 77$. այդպիսով վերը նշված $\mu \ll \gamma_0$ պայմանը հիմնավորված է:

Նկարագրված համակարգում ՔԴԾ-ի ռելաքսացման պրոցեսը կարող է դիտարկվել, իբրև կոհերենտ սուպերպոզիցիոն վիճակից ՔԴԾ-ի ինքնամուղ անցում հիմնական վիճակ, որովհետև պատճառը արտաքին մոնոքրոմատիկ լույսը չէ, այլ ԼՄՊ-ի հետադարձ դաշտը, որն էլ իր հերթին գրգռվել էր ՔԴԾ-ի դիպոլային մոմենտով:

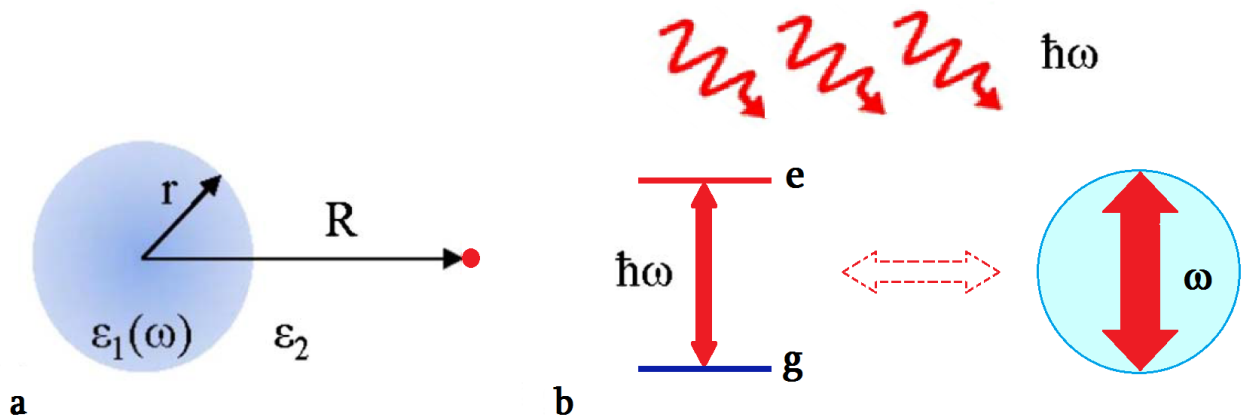
Ամփոփելով՝ ՔԴԾ-ՄՆՄ ռեզոնանսային կապված համակարգի ռելաքսացիան բնութագրվում է աստիճանաձև վարքով, համակարգի ճառագայթման հզորությունը իր մաքսիմումին է հասնում որոշակի հապաղմամբ, որը որոշվում է սկզբնական պայմաններով, համակարգի պարամետրերի փոփոխությունը հնարավորություն է տալիս ղեկավարել ՔԴԾ-ի ռելաքսացման ընթացքը և ճառագայթումը:

1.4 Մետաղական նանոգնդի հետ կապված քվանտային ճառագայթչի վարքը արտաքին դաշտում

Նախորդ պարագրաֆում դիտարկված խնդրից պարզ է դառնում, որ թույլ ռեզոնանսային կապով կապված ՔԴԾ-ՄՆՄ համակարգում հնարավոր է ղեկավարել էներգիայի հոսքը, և որպես օրինակ բերված էր նկ. 1.3.1-ում պատկերված համակարգի ռելաքսացման պրոցեսների վրա մի շարք պարամետրերի ազդեցությունը (բանաձևեր՝ (1.3.4)-(1.3.6)): Այնուամենայնիվ, ավելի հետաքրքրական է նշված համակարգի

փոխազդեցությունը արտաքին հզոր էլեկտրամագնիսական դաշտերի հետ: Չնայած հանգամանքին, որ հզոր լազերային դաշտերի հետ ատոմների և մոլեկուլների էլեկտրամագնիսական փոխազդեցության ուսումնասիրությունները տասնյակ տարիների պատմություն ունեն [39], վերջերս դրանց նկատմամբ նորովի հետաքրքրություն է առաջացել քվանտային ինֆորմացիայի արձանագրությունների իրացման համատեքստում, քանի որ վերջինի համար ամենաէական գործոններից մեկը ատոմ-ֆոտոն փոխազդեցությունների ղեկավարումն է [40]:

Այս տեսանկյունից ելնելով, ուսումնասիրել ենք արտաքին ռեզոնանսային էլեկտրամագնիսական դաշտի ազդեցությունը ՔԴՃ-ՄՆՄ ռեզոնանսային կապված համակարգի ընթացքի վրա ինչպես նաև համակարգի կառուցվածքային առանձնահատկությունների արդյունքում դաշտի հետ փոխազդեցության փոփոխությունը [41]: Արտաքին մղման դաշտում գտնվող երկմակարդականի համակարգում առկա են Ռաբիի տատանումներ (որևէ վիճակի բնակեցվածությունը հարմոնիկ օրենքով կախում ունի ժամանակից). ուշագրավ է նաև նանոմասնիկի առկայության պարագան այդ պրոցեսում:



Նկ. 1.4.1 Արտաքին ռեզոնանսային դաշտով լուսավորված ՔԴՃ-ՄՆՄ համարգի կառուցվածքային պատկերը: a՝ համակարգի պարամետրերը, b՝ ՔԴՃ-ի էներգետիկ մակարդակները և ՄՆՄ-ում ԼՄՊ գրգռող տատանողական հոսանքները:

Այսպիսով, կուսումնասիրենք մետաղական նանոգնդի հետ ռեզոնանսորեն կապված ՔԴՃ-ի վարքը արտաքին, ռեզոնանսային, մղման դաշտում: Քննարկվող

համակարգի կառուցվածքային պատկերը բերված է նկ. 1.4.1-ում: Հեշտ է նկատել, որ ուսումնասիրվող համակարգը հանգույն է նրան, որ բերված է նախորդ պարագրաֆում, տարբերությամբ, որ այստեղ առկա է արտաքին մղման դաշտ: Նշենք նաև, որ ի տարբերություն նախորդ պարագրաֆում վերլուծված խնդրի, այստեղ եռամակարդակ համակարգի կարիք չկա, քանի որ ի շարս այլ երևույթների, նպատակ ունենք ուսումնասիրել նաև մղման ազդեցությունը բնակեցվածության վրա (հիշեցնենք, որ եռամակարդակ համակարգի ընտրությունը բացատրվում էր գրգռված վիճակի ռելաքսացման ընթացքի վրա արտաքին ազդեցության բացառմամբ): Եվ այսպես, դիտարկվող համակարգը բաղկացած է երկմակարդակ ԲԴԾ-ից և գնդային ՄՆՄ-ից, որը ռեզոնանսորեն փոխազդում է և՛ ԲԴԾ-ի, և՛ արտաքին էլեկտրամագնիսական դաշտի հետ: Սկզբնապահին ԲԴԾ-ի բնակեցվածության վերաբերյալ որևէ պայման չենք դնում, ուստի այստեղ ենթադրում ենք, որ արտաքին դաշտի միացման պահին ԲԴԾ-ն կարող է գտնվել ինչպես գրգռված, այնպես էլ հիմնական վիճակում: Բացի այդ, ենթադրում ենք, որ ԲԴԾ-ՄՆՄ կապը և արտաքին մղման դաշտը բավականաչափ ուժեղ են, որպեսզի ԲԴԾ-ի սպոնտան ռելաքսացման պրոցեսները կարողանանք անտեսել, առնվազն նախնական փուլում (այսինքն ԲԴԾ-ի վարքը որոշվում է ՄՆՄ-ի հետ կապով և/կամ արտաքին դաշտով, այլ ոչ վակուումի դաշտերի հետ փոխազդեցությամբ): Այնուհետ, ենթադրում ենք, որ գնդային ՄՆՄ-ի ԼՄՊ-ի ռեզոնանսային հաճախությունը համընկնում է ԲԴԾ-ի գրգռված և հիմնական վիճակների միջև անցման հաճախությանը: Այսպիսով, համակարգի ալիքային ֆունկցիան կունենա հետևյալ տեսքը՝

$$\Psi(t) = a_1(t)\phi_1 \exp\left(-\frac{i}{\hbar}E_1t\right) + a_0(t)\phi_0 \exp\left(-\frac{i}{\hbar}E_0t\right) \quad (1.4.1)$$

Այստեղ նշանակումները համապատասխանում են (1.3.1) բանաձևի նշանակումներին: ԲԴԾ-ի դիպոլային մոմենտը կլինի՝

$$\vec{D}(t) = \int \Psi \vec{e} \Psi^* dV = a_1 a_0^* \vec{d}_{10} e^{-i\omega t} + a_0 a_1^* \vec{d}_{10}^* e^{i\omega t} \quad (1.4.2)$$

որտեղ $\vec{d}_{10} = \int \phi_1 \vec{e} \phi_0^* dV$ -ը $1 \rightarrow 0$ անցման դիպոլային մոմենտն է և $\hbar\omega = E_1 - E_0$

համապատասխան էներգիան: Թող, արտաքին դաշտը ունենա հետևյալ տեսքը՝

$$\vec{E}^{(ext)} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t} + \vec{E}_0^* e^{i\omega t} \quad (1.4.3)$$

Այստեղ, նույնպես, ենթադրում ենք, որ ճառագայթման ալիքի երկարությունը շատ անգամ ավելի մեծ է, քան ՔԴՃ-ի և ՄՆՄ-ի միջև հեռավորությունը, որն էլ իր հերթին ավելի մեծ է, քան ՄՆՄ-ի շառավիղը: Հետևաբար աշխատում ենք էլեկտրաստատիկ մոտավորության սահմաններում և կարելի է համարել, որ ՄՆՄ-ն $\vec{E}_{tot}$ համասեռ դաշտում է, որն իրենից ներկայացնում է ընկնող արտաքին և ՔԴՃ-ի դաշտերի հանրագումարը: Եթե ՔԴՃ-ի դիպոլային մոմենտը (բանաձև (1.4.2)) ուղղված է ՔԴՃ-ՄՆՄ համակարգի համաչափության առանցքի երկայնքով, ապա ընդհանուր դաշտի արտահայտությունը կունենա հետևյալ տեսքը՝

$$\vec{E}^{(tot)} = \vec{E}^{(ext)} + \frac{\vec{D}}{2\pi\epsilon_0\epsilon_2 R^3} \quad (1.4.4)$$

Որտեղ ϵ_0 ու ϵ_2 -ը համապատասխանաբար վակուումի և դիէլեկտրիկ միջավայրի հարաբերական դիէլեկտրական թափանցելիություններն են: Նշենք, որ ընդհանուր դեպքում ՄՆՄ-ից արձագանքված դաշտը որոշելու համար պետք է հաշվի առնվեն ՄՆՄ-ում ԼՄՊ-ի ռելաքսացիոն պրոցեսները (1.2 պարագրաֆում նույնպես անդրադարձ կա այս խնդրին), սակայն մենք կհամարենք, որ ՄՆՄ-ի արձագանքը ակնթարթային է, շնորհիվ՝ ԼՄՊ-ի շատ արագ ռելաքսացիայի (ԼՄՊ-ի կյանքի տևողությունը չափվում է ֆեմտոպայրկյաններով, մինչդեռ ՔԴՃ-ինը գտնվում է նանոպայրկյանների տիրույթում): Եվ այսպես, ՔԴՃ-ի վրա ազդող ընդհանուր դաշտը՝ արտաքին մղման դաշտի, ՄՆՄ-ի վրա ցրված արտաքին դաշտի, և ՄՆՄ-ից ՔԴՃ-ի դաշտի արձագանքի գումարն է՝

$$\vec{E} = \frac{2(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{(\epsilon_1 + 2\epsilon_2)} \frac{r^3}{R^3} \left(\vec{E}_0 e^{-i\omega t} + \frac{1}{2\pi\epsilon_0\epsilon_2 R^3} a_1 a_0^* \vec{d}_{10} e^{-i\omega t} \right) + \vec{E}_0 e^{-i\omega t} + c.c. \quad (1.4.5)$$

Այստեղ $\epsilon_1 = \epsilon_{1r} + i\epsilon_{1i}$ -ը ՄՆՄ-ի հարաբերական դիէլեկտրական թափանցելիությունն է (հաճախակախյալ): Նախքան հետագա ընթացքին անցնելը՝ անենք հետևյալ ենթադրությունները՝

$$|\epsilon_{1r} + 2\epsilon_2| \gg \epsilon_{1i}, \quad 3\epsilon_2 \gg \epsilon_{1i}, \quad (1.4.6)$$

որտեղ առաջինը նշանակում է, որ ՔԴՃ-ՄՆՄ համակարգի փոխազդեցությունը ռեզոնանսային է, իսկ երկրորդը, որ ԼՄՊ-ի մարումները փոքր են [35, 36, 42]: (1.4.6)-ը հաշվի առնելով (1.4.5)-ը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\vec{E} = \frac{6i\varepsilon_2}{\varepsilon_{1i}} \frac{r^3}{R^3} \left(\vec{E}_0 e^{-i\omega t} + \frac{1}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_2 R^3} a_1 a_0^* \vec{d}_{10} e^{-i\omega t} \right) + \vec{E}_0 e^{-i\omega t} + c.c. \quad (1.4.7)$$

Այստեղ ևս համակարգի համար գրենք ժամանակից կախված Շրոդինգերի հավասարումը՝ (1.4.7)–ով տրված դաշտում: Օգտագործելով պտտվող դաշտի մոտավորությունը՝ քանի ձևափոխությունից հետո հավանականության ամպլիտուդների համար ստացվում են հետևյալ դիֆերենցիալ հավասարումները.

$$\begin{aligned} \dot{a}_0 &= \mu a_1^* a_0 + \beta a_1, \\ \dot{a}_1 &= -\mu a_0^* a_0 a_1 - \beta^* a_0 : \end{aligned} \quad (1.4.7)$$

Որտեղ μ -ն բնութագրում է ՄՆՄ-ից ՔԴՃ-ի արձագանքը՝

$$\mu = \frac{3}{\pi\hbar\varepsilon_0\varepsilon_{1i}} \frac{r^3}{R^6} |\vec{d}_{10}|^2, \quad (1.4.8)$$

իսկ β -ն բնութագրում է արտաքին դաշտի և դրա՝ ՄՆՄ-ից ցրված մասի և ՔԴՃ-ի փոխազդեցությունը՝

$$\beta = \left[\frac{6\varepsilon_2}{\hbar\varepsilon_{1i}} \frac{r^3}{R^3} - \frac{i}{\hbar} \right] \vec{d}_{10} \vec{E}_0^* : \quad (1.4.9)$$

Ներմուծված պարամետրերը թույլ են տալիս ավելի հեշտությամբ նկարագրել (1.4.7) հավասարումները. բնական է, որ ՔԴՃ-ՄՆՄ մեծ հեռավորությունների, կամ ՔԴՃ-ի անցման դիպոլային մոմենտի փոքր արժեքների դեպքում ՔԴՃ-ՄՆՄ համակարգի կապը կփոքրանա և նկատենք, որ նույնը ճշմարիտ է μ պարամետրի համար, այսինքն, երբ $R \rightarrow \infty$ կամ $|\vec{d}_{10}| \rightarrow 0$, ապա $\mu \rightarrow 0$: Մյուս կողմից, ՔԴՃ-դաշտ կապը թուլանում է թույլ դաշտի, կամ ՔԴՃ-ի անցման դիպոլային մոմենտի փոքր արժեքների դեպքում՝ սա էլ ճիշտ է β -ի համար. երբ $E_0 \rightarrow 0$ կամ $|\vec{d}_{10}| \rightarrow 0$, ապա $\beta \rightarrow 0$: Նկատենք, որ ՔԴՃ-դաշտ կապը ներառում է նաև արտաքին մղման դաշտի՝ ՔԴՃ-ի մերձակայքում ՄՆՄ-ից ցրված մասը ((1.4.9) հավասարման փակագծերի առաջին անդամը) այնպես, որ հնարավոր չէ փոփոխելով μ և β պարամետրերից որևէ մեկը, անփոփոխ թողնել մյուսը: Ընդհանրապես այս պարամետրերը իրենցից ներկայացնում են Ռաբիի հաճախությունները՝ օպտիկական դաշտերի համար (որոնք գործում են ՔԴՃ-ի վրա) որոնք համապատասխանաբար որոշվում են ՄՆՄ-ից ՔԴՃ-ի դաշտի արձագանքով և

արտաքին մղման դաշտով: (1.4.7) հավասարումները միավորելով կստանանք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$a_1 \dot{a}_0 - a_0 \dot{a}_1 = \mu a_1 a_0 + \beta a_1^2 + \beta^* a_0^2, \quad (1.4.10)$$

հիշելով, որ $|a_0|^2 + |a_1|^2 = 1$:

Համակարգի առանձնահատկությունները նկարագրելիս մի կարևոր ենթադրություն ենք արել, այն է՝ ՔԴՃ-ՄՆՄ համակարգի կապը այսպիսին է, որ դրա ռելաքսացման պրոցեսները շատ ավելի արագ են, քան ազատ տարածությունում տեղայնացված ՔԴՃ-ինը: Այդ հարաբերությունը կարող ենք ստանալ (1.3.7)-ից՝ համակարգերի համանմանության շնորհիվ. փոփոխված նշանակումներով, այն կունենա հետևյալ տեսքը՝

$$\eta \equiv \frac{\mu}{\gamma_0} = \frac{9}{\varepsilon_{11} \sqrt{\varepsilon_2}} \left(\frac{\lambda}{2\pi R} \right)^3 \left(\frac{r}{R} \right)^3 \quad (1.4.11)$$

որտեղ γ_0 -ն մեկուսացված ՔԴՃ-ի սպոնտան արագությունն է վակուումում [33], իսկ λ – ն ՔԴՃ-ի անցմանը համապատասխանող ֆոտոնի ալիքի երկարությունն է: η -ի թվային գնահատականները բերել ենք նախորդ պարագրաֆում, ուստի հարկ չենք համարում նորից կրկնել նույն հաշվարկները, ընդամենը փաստելով նախորդը ասենք, որ η -ի արժեքը ոսկու և արծաթի համար համապատասխանաբար ≈ 17 և ≈ 77 է:

Վերլուծելով (1.4.7) հավասարումների համակարգը կարելի է նկատել, որ դրանց կառուցվածքը էապես տարբեր տեսքեր է ընդունում երկու սահմանային դեպքերում՝ երբ $\mu=0$, և երբ $\beta=0$: Առաջին դեպքում ստացվում է սովորական Ռաբիի տատանումները բնութագրող հավասարում, մինչդեռ երկրորդ դեպքում հավասարումներն ընդունում են այն նույն տեսքը, ինչը որ քննարկել ենք նախորդ պարագրաֆում: Նշենք ևս մեկ անգամ, որ այդ դեպքում անցումային պրոցեսներում (ռելաքսացման ընդացքում) տատանողական բնույթի երևույթներ ի հայտ չէին գալիս: Այս ամենից կարելի է եզրակացնել, որ տատանողական վարքից ոչ տատանողական վարքի անցումը իրականանում է μ և β պարամետրերի հստակ հարաբերակցության դեպքում, ինչը ֆիզիկական տեսանկյունից նշանակում է արտաքին մղման դաշտի և ՄՆՄ-ից ՔԴՃ-ի արձագանքի միջև խիստ որոշակի հարաբերակցություն: Այս երկու բանեկարգերի միջև հստակ «ջրբաժան» սահմանելու համար ներմուծենք հետևյալ

մեծությունը՝ $\alpha = 2|\beta|/\mu$, որը փաստորեն դառնում է քննարկվող համակարգը բնութագրող ամենակարևոր պարամետրը: Հենց այս պարամետրով է որոշվում արդյոք համակարգում իրականացել է մղման ուժեղ ($\alpha > 1$), թե թույլ ռեժիմ ($\alpha < 1$):

Թույլ մղման դեպքում՝ ՔԴԾ-ին գրգռված վիճակում գտնվելու ժամանակային կախվածությունը ((1.4.10) հավասարման լուծումը) կունենա հետևյալ տեսքը՝

$$|a_1(t)|^2 = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \left(1 + \sqrt{1 - \alpha^2} \coth[0.5\delta\tau - \sigma]\right)^2}, \quad (1.4.12)$$

որտեղ

$$\delta = \eta\sqrt{1 - \alpha^2}, \quad \tau = \gamma_0 t: \quad (1.4.13)$$

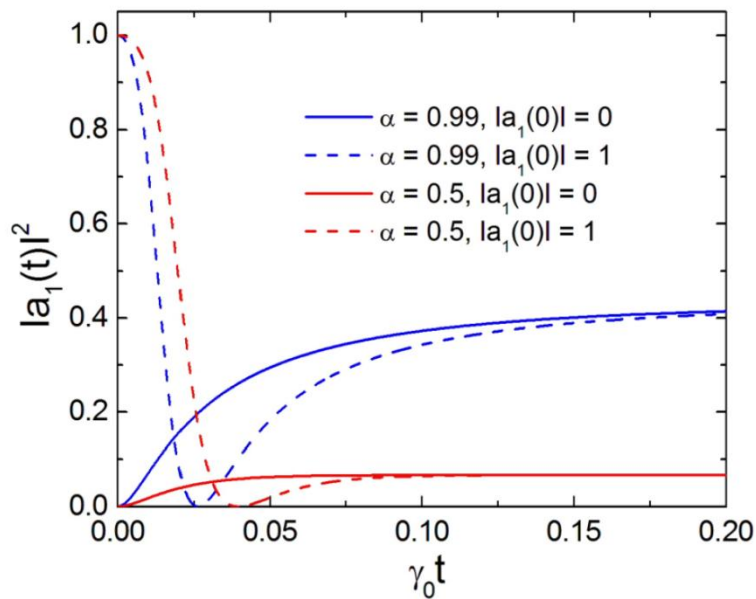
Այստեղ $\sigma = \arctan(\sqrt{1 - \alpha^2})$, երբ $|a_1(0)| = 1$ և $\sigma = 0$, երբ $|a_1(0)| = 0$: (1.4.12)-ից հեշտ է նկատել, որ ՔԴԾ-ին գրգռված վիճակում գտնվելու հավանականությունը ունի հազեցման արժեք՝

$$|a_1(t)|^2 \rightarrow \frac{\alpha^2}{2(1 + \sqrt{1 - \alpha^2})}, \quad \text{երբ } t \rightarrow \infty \quad (1.4.14)$$

Այստեղ ևս մեկ անգամ շեշտենք, որ ժամանակային սանդղակը պետք է սպոնտան ռելաքսացիայի բնութագրական ժամանակից ավելի փոքր պահվի, այսինքն պետք է իրականանա հետևյալ առընչությունը՝ $\tau \ll 1$: Ժամանակի ավելի մեծ արժեքների դեպքում, սպոնտան ճառագայթման սովորական (Վիզներ-Վայցկոպֆյան) մեխանիզմները այլևս չի կարելի անտեսել: Ինչևէ, ինչպես երևում է նկ. 1.4.2-ից թույլ մղման դեպքում ($\alpha < 1$), անկախ սկզբնական պայմաններից, համակարգը անցնում է կայուն սուպերպոզիցիոն վիճակի, որտեղ գրգռված վիճակի հավանականությունը փոխվում է 0-0,5 տիրույթում՝ կախված α -ի արժեքներից (α -ն փոխվում է 0-ից 1):

Հատկանշական է համակարգի անցումը կայուն սուպերպոզիցիոն վիճակի և այս երևույթը պայմանավորված է ՄՆՄ-ից ցրված դաշտով (ՔԴԾ-ի ինքնազդեցություն). սա նպաստում է ՔԴԾ-ի անցմանը գրգռված վիճակից հիմնական վիճակ և խոչընդոտում՝ հակառակ անցմանը: Ինչպես վերը արդեն նշել ենք, α -ի փոքր արժեքների դեպքում, այսինքն, երբ ՄՆՄ-ի արձագանքի շնորհիվ ՔԴԾ-ի ինքնազդեցությունը գերակա է արտաքին դաշտի նկատմամբ, ՔԴԾ-ՄՆՄ ռեզոնանսային կապված համակարգի

վարքը շատ նման է նրան, որը ստացվում է դաշտի բացակայության պայմաններում (տե՛ս պարագրաֆ 1.3): Այստեղ մենք ունենք ոչ տատանողական բնույթի անցում դեպի հիմնական վիճակ: Համակարգի վարքի ոչ տատանողական բնույթը ինչպես արտաքին մղման դաշտի առկայությամբ, այնպես էլ դրա բացակայության պարագայում, պայմանավորված է ՔԴՃ-ի վրա ազդող, ՄՆՄ-ից արձագանքված դաշտերի $\pi/2$ փուլային շեղմամբ:



Նկ. 1.4.2 Թույլ մղման դեմքում, ՔԴՃ-ի գրգռված վիճակում գտնվելու հավանականության կախումը նորմավորված ժամանակից, α պարամետրի տարբեր արժեքների և սկզբնական տարբեր վիճակների դեպքում ($\alpha < 1$):

Մղման ուժեղ դաշտերի դեպքում ($\alpha > 1$), ՔԴՃ-ի վարքը էապես է փոխվում, այն այլևս բնութագրվում է Ռաբիի տատանումներով, այսինքն, ՔԴՃ-ն պարբերաբար հանգրվանում է գրգռված և հիմնական վիճակներում՝ տատանվելով դրանց միջև: Այս պայմաններում, ՔԴՃ-ի գրգռված վիճակում գտնվելու հավանականության ժամանակային կախումը ((1.4.10) հավասարման լուծումը) ունի հետևյալ տեսքը՝

$$|a_1(t)|^2 = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \left(1 + \sqrt{\alpha^2 - 1} \cot[0.5\Omega\tau - \varphi]\right)^2}, \quad (1.4.15)$$

որտեղ

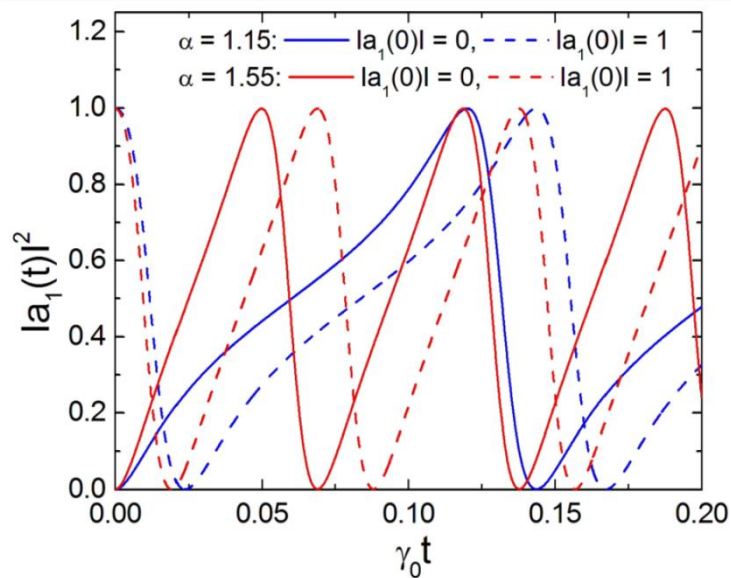
$$\Omega = \eta \sqrt{\alpha^2 - 1}: \quad (1.4.16)$$

Այստեղ $\varphi = \arctan(\sqrt{\alpha^2 - 1})$, երբ $|a_1(0)| = 1$ և $\varphi = 0$, երբ $|a_1(0)| = 0$: Նկատենք, որ ՔԴՃ-ի վարքը դառնում է լրիվ հարմոնիկ, այսինքն համակարգը մտնում է Ռաբիի տատանումների ռեժիմ (տես պարագրաֆ 1.2), երբ արտաքին դաշտը շատ հզոր է՝ $\alpha \rightarrow \infty$, այդ դեպքում՝

$$|a_1(t)|^2 = \sin^2 [0.5\Omega\tau - \varphi]: \quad (1.4.17)$$

Ուշադրություն դարձնենք, որ այս մոտավորության դեպքում, եթե ենթադրենք, որ ՄՆՄ-ի արձագանքը թույլ է, այսինքն տեղի ունի $6\varepsilon_2 r^3 \ll \varepsilon_{II} R^3$, ապա տատանումների հաճախությունը համապատասխանում է (1.2.24) բանաձևում հանդիպող հաճախությանը, որը գրված է արտաքին ռեզոնանսային դաշտում գտնվող երկմակարդականի ատոմի համար: Համակարգի վարքի փոփոխությունը ոչ տատանողական բնույթից դեպի Ռաբիի տատանումներ, երբ միացվում է արտաքին դաշտը, ինչ որ առումով նման է ռեզոնանսորեն կապված ՔԴՃ-ի և ֆոտոնային ռեզոնատորի պարագայում ի հայտ եկող փոփոխություններին, երբ բարձրացվում է ռեզոնատորի բարորակությունը [43] (նշենք, որ այդ խնդիրը ևս լուծված է կիսադասական մոտավորությամբ): Նշված երկու փոփոխություններն էլ կապված են մարման և ռեզոնանսային դաշտերի (մղման, կամ վակուումի) միջև փոխհարաբերության հետ:

Այսուամենայնիվ, ընդհանուր դեպքում (իհարկե, երբ $\alpha > 1$), ՔԴՃ-ի վրա ազդող ՄՆՄ-ի արձագանքը (ՔԴՃ-ի դիպոլային մոմենտի ազդեցությամբ գրգռված ԼՄՊ) էապես ազդում է Ռաբիի տատանումների կոհերենտ պրոցեսի վրա, ինչի արդյունքում ի հայտ են գալիս ոչ հարմոնիկ տատանումներ, որոնք առանձնապես ցցուն են, երբ α -ի արժեքը մոտ է մեկին (նկ. 1.4.3): Այս դեպքում ևս, ՄՆՄ-ի վրա ազդող դաշտերի (արտաքին և ՔԴՃ-ի) ռեզոնանսային արձագանքի փուլի $\pi/2$ -ով շեղումը դանդաղեցնում է ՔԴՃ-ի գրգռման ընթացքը, միևնույն ժամանակ արագացնելով ՔԴՃ-ի ռելաքսացիան հետ՝ դեպի հիմնական վիճակ: Այստեղ համակարգի սկզբնական պայմանները ազդում են միայն Ռաբիի տատանումների փուլի վրա՝ տեղափոխելով պարբերական արձագանքը ժամանակային առանցքի երկայնքով:



Նկ. 1.4.3 Ուժեղ մղման ռեժիմում, ՔԴՃ-ի գրգռված վիճակում գտնվելու հավանականության կախումը նորմավորված ժամանակից, α պարամետրի տարբեր արժեքների և սկզբնական տարբեր վիճակների դեպքում ($\alpha > 1$):

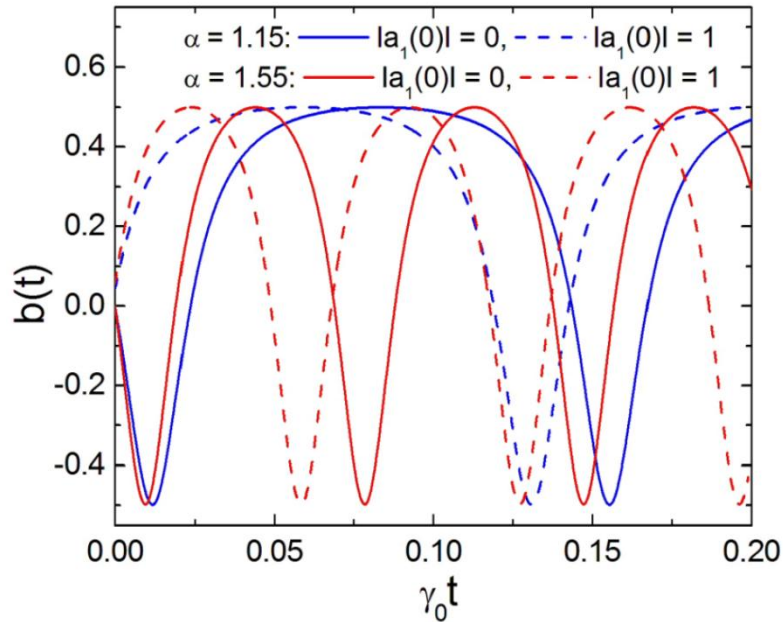
ՔԴՃ-ի ոչ հարմոնիկ վարքը հանգեցնում է ՔԴՃ-ի դիպոլային մոմենտի ոչ հարմոնիկ տատանումներին: Նշենք, որ ՔԴՃ-ի ճառագայթման վարքը բնութագրվում է վերջինի դիպոլային մոմենտով, որի հիմնական բաղադրիչը կարող ենք գրել հետևյալ տեսքով՝

$$p \square -\frac{\beta}{|\beta|} a_1 a_0^* = b(\tau) = \frac{\alpha \left(1 + \sqrt{\alpha^2 - 1} \cot[0.5\Omega\tau - \varphi] \right)}{\alpha^2 + \left(1 + \sqrt{\alpha^2 - 1} \cot[0.5\Omega\tau - \varphi] \right)^2} : \quad (1.4.18)$$

Ինչպես երևում է նկ. 1.4.4-ից, դիպոլային մոմենտի ամպլիտուդը ինչպես և սպասվում էր ուժեղ կոհերենտ ռեզոնանսային մղման դեպքում տատանվում է ոչ հարմոնիկ օրենքով, ինչը ՔԴՃ-ի բնակեցվածության նախանշված ոչ հարմոնիկ տատանումների ուղիղ հետևանքն է: Այս դեպքում ևս սկզբնական պայմանները ազդում են միայն տատանումների փուլի վրա:

ՔԴՃ-ի վարքում աններդաշնակության աստիճանը կախված է $\alpha = 2|\beta|/\mu$ պարամետրից և հատկապես ցցուն է α -ի՝ մեկին մոտ արժեքների դեպքում (նկ. 1.4.3 և նկ. 1.4.4): Սա նշանակում է, որ ՔԴՃ-ի վարքի աններդաշնակությունը կախված է ՔԴՃ-

ի և ՄՆՄ-ի միջև եղած R հեռավորությունից (տե՛ս (1.4.9) բանաձևը): Նշվածը շատ կարևոր հատկություն է, որի միջոցով կարելի է դիտել վերը նկարագրված էֆեկտը (կարգավորելով ՔԴՃ-ՄՆՄ հեռավորությունը) և, որը մյուս կողմից կարող է կիրառվել, օրինակ, նանոմետրական սանդղակում հեռավորության կարգավորման համար [44]:



Նկ. 1.4.4 Ուժեղ մղման ռեժիմում, համակարգի դիպոլային մոմենտի կախումը նորմավորված ժամանակից, α պարամետրի տարբեր արժեքների և սկզբնական տարբեր վիճակների դեպքում ($\alpha > 1$):

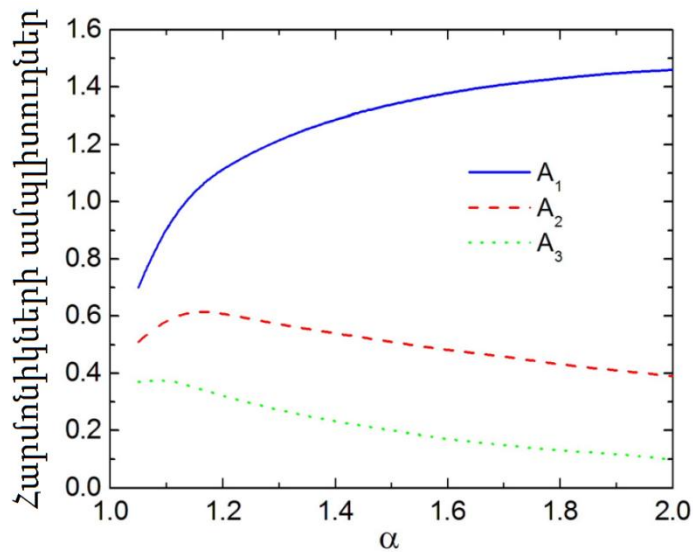
Ինչ վերաբերում է ՔԴՃ-ի ճառագայթման սպեկտրին, ապա պարզ է, որ աններդաշնակության շնորհիվ ի հայտ բարձր հարմոնիկները շեղված են Ռաբիի հաճախությանը պատիկ հաճախությամբ՝

$$\omega_n = \omega \pm n\Omega_R, \quad \Omega_R = \Omega\gamma_0, \quad n = 0, 1, 2, \dots: \quad (1.4.19)$$

Այս հարմոնիկները կարող են ընտրվել իբրև փորձով ստացվող մեծություններ: Այդ ամպլիտուդները կարելի է ստանալ դիպոլային մոմենտի համար գրված արտահայտությունից (բանաձև (1.4.18))՝ դա Ֆուրիեի շարքի վերլուծելով՝

$$b(\tau) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin(n\Omega\tau - \vartheta_n): \quad (1.4.20)$$

Վերն արված դատողություններից կանխատեսելի է, որ A_n ամպլիտուդները էապես կախված կլինեն α պարամետրից, երբ վերջինի արժեքը մոտ է մեկին, ինչն իսկապես երևում է նկ. 1.4.5-ում: Մյուս կանխավարկածը, համաձայն որի բարձր հարմոնիկների ամպլիտուդը նվազում է, երբ մեծացվում է արտաքին մղման դաշտի ինտենսիվությունը, այսինքն β պարամետրն է մեծանում, նույնպես ճշմարիտ է (նկ. 1.4.5):



Նկ. 1.4.5 Ռաբիի տատանումներում աններդաշնակության արդյունքում ի հայտ եկած մի քանի բարձր հարմոնիկների ամպլիտուդների կախումը α պարամետրից ($\alpha > 1$):

Բարձր հարմոնիկների փորձարարական գրանցման համար անհրաժեշտ է, որ Ռաբիի Ω_R հաճախությունը (բանաձև (1.4.19)) զգալի չափով ավելի մեծ լինի ՄՆՄ-ի առկայությամբ ՔԴՃ-ի ռելաքսացման γ արագությունից, այն է $\Omega_R \gg \gamma$: Հիշենք նաև, որ քննարկվող համակարգում ՔԴՃ-ի անցման հաճախությունը համընկնում ԼՄՊ-ի ռեզոնանսային հաճախության հետ, այնպես որ թույլ կապի ռեժիմում ՔԴՃ-ի ռելաքսացման արագության համար [26]՝ կունենանք հետևյալ արտահայտությունը՝

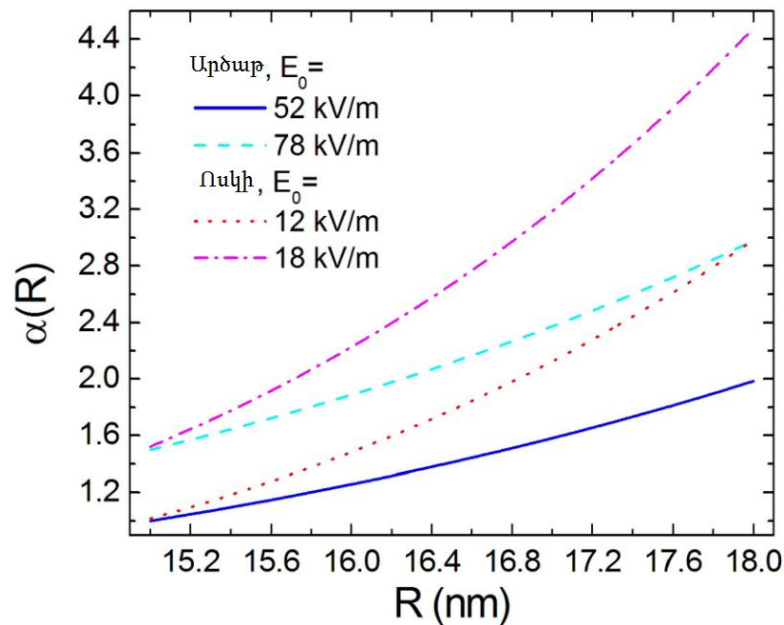
$$\gamma = \left[1 + \left(\frac{6\varepsilon_2}{\varepsilon_{1i}} \frac{r^3}{R^3} \right)^2 \right] \gamma_0: \quad (1.4.21)$$

Օգտագործելով թույլ կապի ռեժիմում ռելաքսացման բնութագրական ժամանակի գնահատականի համար ընտրված պարամետրերը, 5 նանոմետր շառավիղ ունեցող ոսկու ՄՆՄ-ի համար, կստանանք $\Omega_R \approx 28\gamma$, երբ $\alpha=2$: Ինչ վերաբերում է անցման դիպոլային մոմենտին, ապա α -ի վերոնշյալ արժեքը, եթե օրինակ, $d_{10} = 4.8 \times 10^{-29}$ Կլ.մ է (400 նմ ալիքի երկարության համար սպոնտան ճառագայթման արագությունը 10^9 վ⁻¹ է), կարելի է ստանալ դաշտի ամպլիտուդի $|\vec{E}_0| \approx 2.5 \times 10^4$ Վ/մ արժեքի դեպքում, ինչն էլ իր հերթին ենթադրում է $\approx 0.5 \times 10^3$ Վտ/սմ² ինտենսիվություն: Նշված ինտենսիվությունը բավականին թույլ է և մեծապես հասանելի է լաբորատոր պայմաններում:

Այսպիսով բարձր հարմոնիկների հայտնաբերման վերոնշյալ պայմանը իրապես հնարավոր է բավարարել: Ավելին, բարձր հարմոնիկների ամպլիտուդների հարաբերության ցցուն կախումը α պարամետրից (օրինակ նկ. 1.4.5-ում բերված տիրույթում A_i/A_3 հարաբերությունը փոխվում է 1.7–ից մինչև 14.6) հետաքրքրական է նանոմետրական տիրույթում չափումներ անելու տեսանկյունից: Այս ուղղությամբ շարժվելու համար նախ պետք է ցույց տրվի α -ի բացահայտ կախումը ՔԴՃ-ՄՆՄ հեռավորությունից: Այդ կախումն արտահայտող բանաձևը, որը ստացվում է (1.4.8) և (1.4.9) բանաձևերից, բավականաչափ ծավալուն է և ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\alpha(R) = \frac{\pi \varepsilon_2 \varepsilon_{ii}}{3} \frac{R^6}{r^3} \frac{E_0}{d} \sqrt{1 + \left(\frac{6 \varepsilon_2}{\varepsilon_{ii}} \frac{r^3}{R^3} \right)^2} : \quad (1.4.22)$$

Այս խրթին արտահայտությունից խուսափելու համար, մենք (1.4.22) կախվածությունը հաշվել ենք α -ի մի քանի փոքր արժեքների համար (կիրառականության տեսանկյունից հետաքրքիր արժեքներ) այդ կախվածության կորերը բերված են նկ. 1.4.6-ում: Նկարից պարզ է դառնում, որ երբ ՔԴՃ-ՄՆՄ հեռավորությունը փոխվում է անգամ մի քանի նանոմետրով, α -ի արժեքը փոխվում է 1.4.6-ի վրա ընդգրկված գրեթե ողջ տիրույթում, ինչն էլ ընդգծում է Ռաբիի տատանումների բարձր հարմոնիկների ամպլիտուդների հարաբերությունների զգայուն կապը ՔԴՃ-ՄՆՄ հեռավորության հետ:



Նկ. 1.4.6 α պարամետրի կախումը 5 նմ շառավիղ ունեցող ՄՆՄ-ի կենտրոնի և ՔԴՃ-ի միջև եղած հեռավորությունից, ՔԴՃ-ի դիպոլային մոմենտի $d_{10} = 4.8 \times 10^{-29}$ Կլ.մ արժեքի դեպքում՝ ՄՆՄ-ի տարբեր նյութերի և մղման դաշտի տարբեր արժեքների դեպքում:

Ամփոփելով՝ արտաքին ռեզոնանսային դաշտի ազդեցության տակ գտնվող ՔԴՃ-ՄՆՄ կապված համակարգի վարքը էապես կախված է ՔԴՃ-ի վրա արտաքին դաշտի ազդեցության (այդ թվում ՄՆՄ-ից ցրված մասի) և ՄՆՄ-ի միջոցով ՔԴՃ-ի ինքնազդեցության միջև հարաբերակցությունից: Թույլ մղման ռեժիմում, երբ արտաքին դաշտի դերը գերակշիռ չէ, ՔԴՃ-ի անցումային պրոցեսները ցուցաբերում են ոչ տատանողական վարք՝ ՔԴՃ-ն արագ անցում է կատարում կայուն սուպերպոզիցիոն վիճակի, որտեղ դրա գրգռված վիճակի հավանականությունը կարող է մոտ լինել 0.5-ին: Ուժեղ մղման ռեժիմում, երբ գերակշռում է արտաքին մղման դաշտը, ՔԴՃ-ի վարքը բնորոշվում է Ռաբիի տատանումներով, որոնք ընդգծված աններդաշնակություն ունեն: Այս ռեժիմում ՔԴՃ-ի ճառագայթման՝ փաստորեն ՔԴՃ-ի վրա արտաքին դաշտի ցրման սպեկտրում հայտնվում են հավելյալ հաճախություններ, որոնք պատիկ են Ռաբիի հաճախությանը և այդ բարձր հարմոնիկների ամպլիտուդների միջև հարաբերակցությունը գլխավորապես կախված է ՔԴՃ-ի վրա արտաքին դաշտի ազդեցության (այդ թվում ՄՆՄ-ից ցրված մասի) և ՄՆՄ-ի միջոցով ՔԴՃ-ի

ինքնազդեցության միջև վերոնշյալ հարաբերակցությունից, հետևաբար նաև ՔԴՃ-ՄՆՄ հեռավորությունից, քանի որ ՔԴՃ-ի ինքնազդեցությունը որոշվում է ՔԴՃ-ՄՆՄ կապով, որն էլ կախված է ՔԴՃ-ՄՆՄ հեռավորությունից: Սա բավական հետաքրքիր հեռանկարներ է բացում երևույթի կիրառման համար, օրինակ, նանոմետրական սանդղակում բավական նուրբ չափումներ իրականացնելու համար՝ օգտագործելով 1.1 պարագրաֆում ներկայացված՝ առանձնացված մոլեկուլների ֆլուորեսցենցիայի ուժեղացման փորձարարական ուսումնասիրման կոնցեպտը [21, 22] կամ պլազմոնային նանոսպտիկական պինցետի տեխնոլոգիան [45]: Մեկ այլ հետաքրքիր դեպք է երկու ռեժիմների միջև անցման ուսումնասիրությունը՝ պարզապես տեղաշարժելով ՔԴՃ-ն կամ ՄՆՄ-ն մյուսի նկատմամբ, ինչը հիմք կլինի քվանտային օպտիկամեխանիկական համակարգի համար: Ինչևէ, վստահ ենք, որ քննարկված երևույթը իր տեղն ունի հեռանկարային և արագ զարգացող քվանտային պլազմոնիկայի ոլորտում [4, 46]:

ԳԼՈՒԽ 2. ՄԵՏԱՂԱԿԱՆ ՆԱՆՈՄԱՍՆԻԿԻՑ ՓՈՒԼՈՎ ՇԵՂՎԱԾ ԱՐՁԱԳԱՆՔԻ ԴԵՐԸ ՆԱՆՈՄԱՍՆԻԿ - ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹԻՉ ՌԵԶՈՆԱՆՍՈՐԵՆ ԿԱՊՎԱԾ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐՈՒՄ

2.1. Լումինեսցենտային ափսոսանքներ

Լումինեսցենտային ափսոսանքների, այն է մի քանի ֆոտոնների կլանման արդյունքում ավելի մեծ էներգիայով մեկ ֆոտոնի առաքումը շատ մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում կիրառության բավական լայն շրջանակի շնորհիվ: Վերջերս, նանոտեխնոլոգիաների զարգացումը էապես է նպաստել այդ ուղղությամբ գիտական հետազոտությունների իրականացմանը, մասնավորապես՝ կենսաբանության և բժշկության ոլորտներին վերաբերող ճյուղերում, լանթանոիդներով հարստացված նանոկառուցվածքների ուսումնասիրություններին [47-57]: Այսպիսի նանոկառուցվածքները, որոնք մոտիկ ինֆրակարմիր (ՄԻԿ) տիրույթի ֆոտոնները վերափոխում են ավելի բարձր էներգիաներով ֆոտոնների (ընդհուպ մինչև ուլտրամանուշակագույն (ՈՒՄ)), հնարավորություն են տալիս ճառագայթումը համապատասխանեցնել այսպես կոչված «օպտիկական պատուհանին» (610-1300 նմ) . այսինքն աշխատել սպեկտրի այնպիսի տիրույթում, որտեղ մարդու բջջի կլանումը նվազագույն է, իսկ կենսաբանական ֆոնի սեփական ֆլուորեսցենցիան՝ արհամարհելի: Հետևաբար, ենթադրվում է, որ այս համակարգերը էապես կբարձրացնեն լումինեսցենտային կենսապատկերման, ինչպես նաև կենսաբժշկական պիտակավորման և բուժման որակը: Բացի այս ոլորտից, ենթադրվում է, որ այսպիսի համակարգերի շնորհիվ հնարավոր կլինի բարելավել արևային էլեմենտների էֆեկտիվությունը՝ արևային սպեկտրի ՄԻԿ տիրույթը լարելով տեսանելի տիրույթին, ինչը համընկնում է ներկայում օգտագործվող (կենցաղային) արևային էլեմենտների կլանման սպեկտրին [58-64]:

Չնայած այն հանգամանքին, որ ասպարեզում գիտական և տեխնոլոգիական արդյունքները բազմազան են, այնուամենայնիվ, ամենակարևոր և ուշագրավ խնդիրներից մեկը, որ անջրպետ է իրական կիրառությունների համար, մնում է լումինեսցենտային ափսոսանքների սաստիկ փոքր էֆեկտիվությունը: Բանն այն է, որ

մակրոչափերի բյուրեղների համար, ափսոսաբանական էֆեկտիվությունը, օրինակ, 980 նմ ալիքի երկարությամբ լույսով գրգռման դեպքում մի քանի տոկոս է, մինչդեռ նույն մղման դեպքում նանոչափական նյութի համար էֆեկտիվությունը ավելի քան մի կարգով փոքր է [65]: Այս կոնտեքստում, հետաքրքրական է, թե ինչն է նանոկառուցվածքներում գրգռման էներգիայի կորուստի պատճառը և արդյոք հնարավոր է նանոկառուցվածքներով ավելի մեծ էֆեկտիվությամբ ափսոսաբանական իրականացնել, քան մակրոբյուրեղներով: Այս նպատակով նախ ընդհանրապես դիտարկենք գրգռման էներգիայի անցման պրոցեսը:

Ափսոսաբանական ընթացքը (հիմնական գաղափարներ)

Մակրոչափական բյուրեղներում ափսոսաբանական երևույթը բացատրվում է երեք հիմնական մեխանիզմով՝ կլանում գրգռված վիճակում (Yb^{3+}), ափսոսաբանական էներգիայի փոխանցմամբ (ԱԷՓ) և ֆոտոնների հեղեղ (Φ): Նշված երեքից առավել տարածվածը ԱԷՓ-ն է, քանի որ ունի ամենամեծ էֆեկտիվությունը (մոտավորապես երկու կարգով ավելի բարձր է քան Yb^{3+} -ինը) և նվազ զգայուն է արտաքին ազդեցությունների նկատմամբ: Երբ մակրոսկոպիկ բյուրեղներում ավելացված են փոքր կոնցենտրացիայով ակտիվացնող մոլեկուլներ (իբրև ակտիվացնող նյութեր՝ ակտիվատորներ), որոնք սակայն, որևէ կերպ ի հայտ չեն բերում զգայունացնող էֆեկտներ, ապա ակտիվատորների միջև փոխազդեցությունները կարելի է անտեսել: Այս դեպքում ափսոսաբանական համար «պատասխանատու» է Yb^{3+} -ն: Երբ լեգիրացման աստիճանը մեծանում է, ակտիվատորների միջև փոխազդեցությունները էական են դառնում և դրանց, այլևս, հնարավոր չէ ներկայացնել իբրև զուտ ակտիվատոր. ի հավելում, դրանք արդեն զգայունացնող էլեմենտներ են, այսինքն, դրանք փոխանցում են իրենց գրգռված վիճակի էներգիան ուրիշ ակտիվատորի՝ նպաստելով վերջինում ափսոսաբանական պրոցեսին՝ ԱԷՓ մեխանիզմով: Որպես կանոն, զգայունացնող էլեմենտներն ու ակտիվատորները տարբեր տարրեր են, մասնավորապես, վերոնշյալ մեխանիզմի իրականացման համար օգտագործվող ամենատարածված զույգերը հետևյալն են. Yb^{3+}/Er^{3+} ; Yb^{3+}/Tm^{3+} ; Yb^{3+}/Ho^{3+} :

Լումինեսցենցիայի ընթացքի տեսանկյունից, ափկոնվերսիայի երևույթը հազվագյուտ հողային տարրերով հարստացված համակարգերում մոտավորապես կարելի է տրոհել երեք փուլի. 1. գրգռման էներգիայի կլանում, 2. հերթագայող էներգիայի փոխանցում և ափկոնվերսիա, 3. ճառագայթային անցման իրականացում (ափկոնվերսված ֆոտոնի առաքում): Տարածված է, այսպես կոչված, «լումինեսցենցիայի քվանտային ելք» եզրույթը, որը ցույց է տալիս կլանված էներգիայի վերաճառագայթման էֆեկտիվությունը, այսինքն այստեղ հաշվի չի առնվում ափկոնվերսիայի պրոցեսի 1-ին փուլը, այն է՝ գրգռման էֆեկտիվությունը: Այնուամենայնիվ, ափկոնվերսիայի կայուն սպեկտրը պայմանավորված է ոչ միայն ափկոնվերսված ճառագայթման բարձր քվանտային ելքով, այլև մեծ կլանմամբ: Հետևաբար ափկոնվերսիայի բարելավման համար հենց սա պիտի ընտրվի իբրև սկզբնակետ:

Լումինեսցենսիային ափկոնվերսիայի բնութագիրը նանոչափական համակարգերում

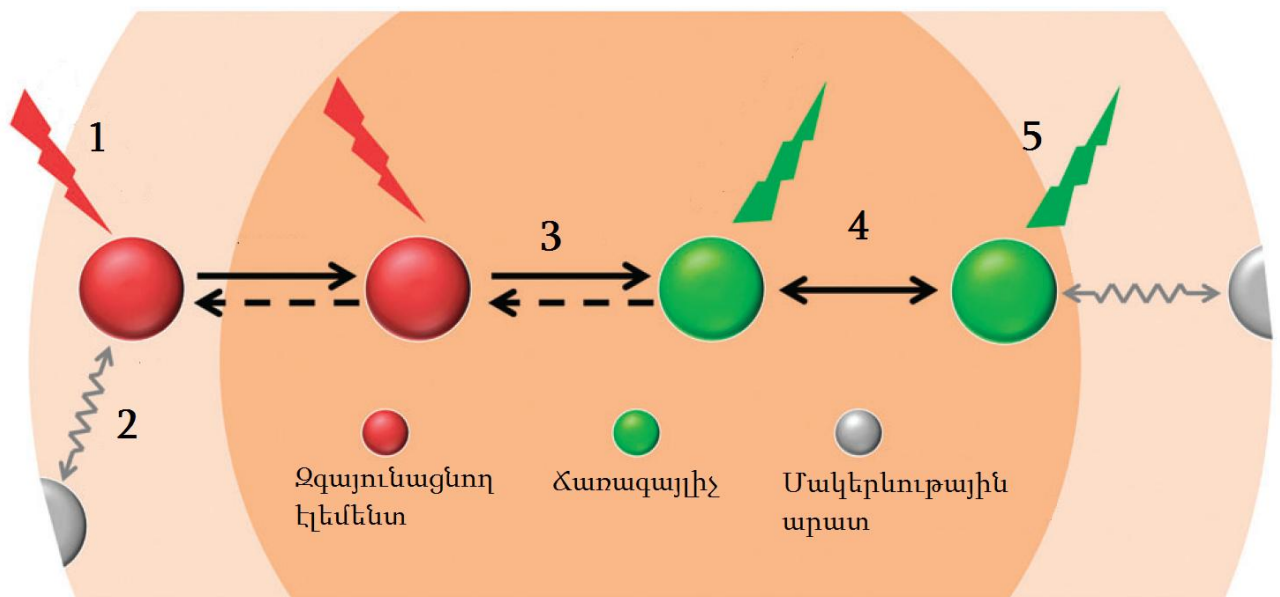
Ի տարբերություն մակրոբյուրեղների, նանոմետրական չափերի նյութերը ափկոնվերսիայի տեսանկյունից երեք կարևոր առանձնահատկություն ունեն: Առաջինը՝ մակերևութային հատկությունները արհամարհելի չեն, քանի որ նանոկառուցվածքներում մակերես-ծավալ հարաբերությունը բավական մեծ է: Հարկ է նշել, որ չնայած մակերևույթը կարող է էներգետիկ թակարդի դեր խաղալ, ինչը սովորաբար մարում է լումինեսցենսային ափկոնվերսիան, միևնույն ժամանակ, այդ երևույթը կարող է շահեկան լինել: Օրինակ, կլանման ուժեղացմանը, կամ կլանման սպեկտրի լայնացմանը կարելի է հասնել ափկոնվերսիա իրականացնող նանոմասնիկի մակերևույթին օրգանական մոլեկուլ կամ այլ լույս հավաքող տարր խարսխելով:

Երկրորդ առանձնահատկությունն այն է, որ նանոկառուցվածքները ունեն յուրահատուկ ներքին կառուցվածք: Նանոտեխնոլոգիաների զարգացմանը զուգընթաց, հնարավոր է դարձել ավելի ու ավելի բարդ նանոկառուցվածքների սինթեզը: Այս հատկությունը հույս է ներշնչում, որ գրգռման էներգիան հնարավոր է ամբողջովին «պահեստավորել» ափկոնվերսիայի իրականացման համար: Այս սպասումի պատճառը հետևյալն է. եթե հնարավոր լինի նանոմասնիկում փոքր, արատներից զուրկ

բյուրեղական բջիջը առանձնացնել հարևան արատավոր բջիջներից, ապա այդ տիրույթում կլանված էներգիան տեսականորեն պիտի անմասն լինի ոչ ճառագայթային կորուստներին: Այդ դեպքում կճնշվի կոնցենտրացիոն մարումների էֆեկտի ազդեցությունը: Իսկ իհնչ է կոնցենտրացիոն մարման էֆեկտը: Բանն այն է, որ ինչքան բարձր է լեգիրացման աստիճանը (ներմուծված իոնների կոնցենտրացիան), այնքան բարձր է հավանականությունը, որ էներգիան մի իոնից կանցնի մյուսին (իոնները արդեն բավականաչափ մոտ են՝ փոխազդելու համար) և այսպես հերթագայելով այն ի վերջո կկլանվի նանոմասնիկի միջի կամ որ ավելի հավանական է դրա մակերևույթի որևէ արատում. այս երևույթը կոչվում է կոնցենտրացիոն մարումների էֆեկտ: Այսպիսով, հատուկ ձևավորված նանոկառուցվածքներում ավելի բարձր էֆեկտիվությամբ ափկոնվերսիա է սպասելի: Այս հատկությունները նաև հնարավորություն են տալիս վերանայել ափկոնվերսիայի ավանդական մեխանիզմը: Ավանդական ափկոնվերսող մակրոբյուրեղներում զգայունացնող էլեմենտներն ու ակտիվատորները չեն կարող առանձնացված լինել, հետևաբար, զգայունացնող էլեմենտների միջև էներգիայի փոխանցման ուսումնասիրությունը առանձնապես դժվար է, մինչդեռ հատուկ ձևավորված նանոմասնիկներում, այս պրոցեսը դառնում է գրանցելի: Օրինակ, միջուկ-ակտիվ թաղանթ կառուցվածքով նանոմասնիկներում, որտեղ զգայունացնող էլեմենտները նույնպես ներմուծված են թաղանթի մեջ, թաղանթում կլանված էներգիան կարող է տևական ժամանակ «թափառել» թաղանթում նախքան միջուկում ափկոնվերսիային նպաստելը (ակտիվատորին էներգիա փոխանցելը):

Գրգռման էներգիայի անցումների ընթացքը հազվագյուտ հողային իոններով լեգիրացված միջուկ-թաղանթ տիպական նանոմասնիկներում բերված է նկ. 2.1.1-ում: Այստեղ փոխազդեցությունները, ի թիվս այլի, ներառում են զգայունացնող էլեմենտի և ակտիվատորի միջև էներգիայի ուղիղ և հակառակ անցումները, զգայունացնող էլեմենտների միջև էներգիայի անցումները, ակտիվատորների միջև ռեզոնանսային անցումները և ակտիվատորների կամ զգայունացնող էլեմենտների փոխազդեցությունները մակերևութային օբյեկտների հետ (օրինակ, օրգանական օբյեկտների բարձրհաճախային տատանողական մոդեր և մակերևութային մարման

կենտրոններ: Հատկանշական է որ կառուցվածքային ձևափոխությունները, ինչպես նաև տարրերի լեգիրացման աստիճանի ու կոնցենտրացիայի փոփոխությունները հզոր գործիքակազմ են վերոնշյալ փոխազդեցությունների ուսումնասիրման համար: Օրինակ, եթե նանոհամակարգը հարստացվի միայն զգայունացնող իոններով, ապա հետևելով դրանց լումինեսցենցիային և համապատասխան ժամանակային վարքին, հնարավոր կլինի գաղափար կազմել զգայունացնող իոնների միջև էներգիայի փոխանցման մասին: Ավելին, եթե խառնուրդում կան նաև ակտիվատորներ, ապա զգայունացնող իոնների լումինեսցենցիան կարագանա և այս պրոցեսի ուսումնասիրմամբ հնարավոր կլինի մանրամասնել ակտիվատորի վարքը: Ռեզոնանսային անցումները կարելի է ուսումնասիրել, օրինակ, տարբեր էլեկտրոնային մակարդակներ բնակեցնելով: Նանոմասնիկի մակերևութային օբյեկտներով պայմանավորված երևույթները (փոխազդեցությունները) կարելի է հստակեցնել փոխազդեցության հեռավորությունից ափսոսվերսիայի սպեկտրի կախման միջոցով, օրինակ, փոփոխելով թաղանթի հաստությունը:



Նկ. 2.1.1 Հազվագյուտ հողային իոններով հարստացված նանոմասնիկներում ափսոսվերսիայի ընթացքի սխեմատիկ նկարագրությունը: 1՝ գրգռում, 2՝ փոխազդեցություն, 3՝ էներգիայի ուղիղ և հակառակ անցում, 4՝ ռեզոնանսային անցում, 5՝ ափսոսվերսված ճառագայթում: *Tu, L., et al., Chemical Society Reviews, 2015. 44(6): p. 1331-1345.*

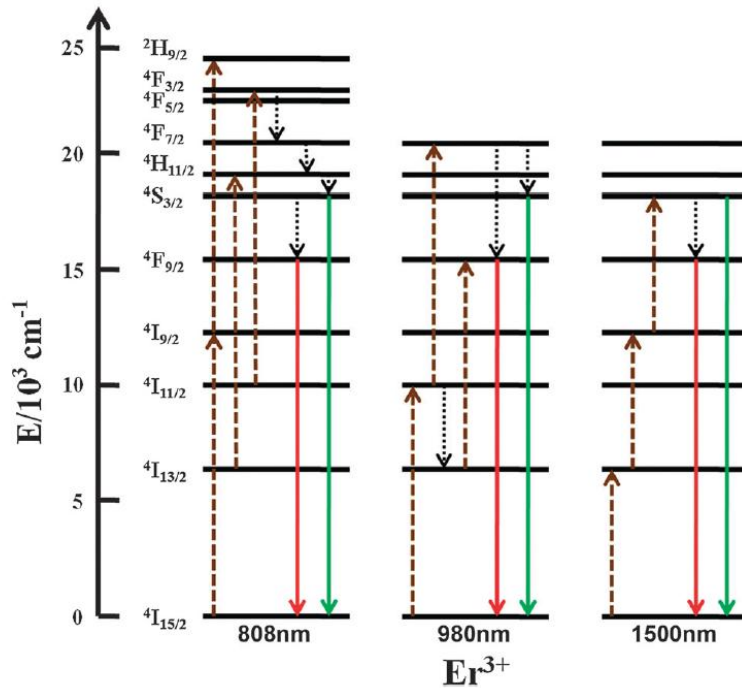
Եվ վերջապես նանոկառուցվածքների երրորդ առանձնահատկությունը. դրանք՝ իրենց փոքր չափերի պատճառով, շատ զգայուն են արտաքին միջավայրի հանդեպ: Այս հատկության շնորհիվ, ի տարբերություն մակրոբյուրեղների, նանոկառուցվածքներում ափսոսելիքի փոփոխությունը արտաքին ազդակներով ավելի էֆեկտիվ է իրականացվում: Որպես օրինակ դիտարկենք երկմակարդականի ճառագայթող կենտրոն, ճառագայթման և կլանման հավանականությունները համեմատական են երկու վիճակների միջև անցման մոմենտի քառակուսուն և սկզբնական վիճակի բնակեցվածությանը: Միևնույն ժամանակ, անցման մոմենտը կախված է լոկալ էլեկտրական դաշտից: Հազվագյուտ հողային իոններով հարստացված համակարգերում, անցման մոմենտը կարող է փոխվել, եթե փոխվի բյուրեղում լոկալ դաշտը, օրինակ արտաքին դաշտի ազդեցությամբ: Սա ևս մի տարբերակ է արտաքին էլեկտրական դաշտի միջոցով բարձրացնելու ափսոսելիքի էֆեկտիվությունը: Հետագա շարադրանքում մենք որոշ մանրամասնությամբ դեռ կանդրադառնանք այս պրոցեսին:

Գրգռման ազդեցությունը ափսոսելիքի ճառագայթման վրա: Նույն իոններով ափսոսելիքի:

Ափսոսելիքի սկսվում է լույսի կլանմամբ, հետևաբար գրգռման տարբեր մոտեցումները կհանգեցնեն ափսոսելիքի ընթացքի փոփոխությանը և իբրև հետևանք կունենանք ափսոսելիքի տարբեր սպեկտրներ և էֆեկտիվություն: Վերջին տարիներին գրգռման տարբեր եղանակներ են առաջարկվել (օրինակ [66, 67]), որոնց հիմնական նպատակն է եղել բարձրացնել ափսոսելիքի էֆեկտիվությունը: Գրգռման ընթացքը նախ սկսենք դիտարկել միևնույն նյութով լեգիրացված համակարգում:

Լանթանոիդները, պարբերական աղյուսակի տարրերի խումբ է, որի ներքին 4f մակարդակը մասնակիորեն լցված է էլեկտրոններով: Դրանց ամենակայունը վիճակը եռավալենտ վիճակն է (Ln^{3+}), իսկ Ln^{3+} իոնների էլեկտրոնային բաշխվածությունը հետևյալն է՝ $4f^5 5s^2 5p^6$, որտեղ n-ը փոխվում է 0-ից 14: 4f էլեկտրոնները շրջապատված

են լրիվ լցված $5s^2$ և $5p^6$ օրբիտալներով, ինչի արդյունքում առաջ է գալիս թույլ էլեկտրոն-ֆոնոն կապ, իսկ $f-f$ անցումը արգելված է (եղնելով ջոկման կանոններից) [68]: Փաստորեն, $f-f$ անցմանը բնորոշ է գրգռված վիճակի կյանքի երկար տևողություն և հետևաբար, գրգռված վիճակի էլեկտրոնը ավելի մեծ հավանականություն ունի հասնելու բարձր էներգետիկ մակարդակի՝ կլանելով երկրորդ ֆոտոնը (ԿԳՎ) կամ ռեզոնանսորեն փոխազդելով ուրիշ գրգռված էլեկտրոնի հետ (ԱԷՓ): Տեսականորեն, ավիոնվերսված ճառագայթման իրականացում կարելի է սպասել նույն լանթանոիդներով լեզիրացված նանոհամակարգերի մեծ մասում (խոսքը չի գնում տարբեր լանթանոիդների զույգերի մասին) [69]: Այսպիսի համակարգում, լեզիրացման աստիճանի աճին զուգընթաց, ավիոնվերսման գործընթացում ԱԷՓ-ի դերը սկսում է գերակայել ԿԳՎ-ին: ԱԷՓ պրոցեսում, առանցքային կարևորություն ունի էներգիայի մակարդակների համընկնումը: Սովորաբար հնարավոր չէ հասնել լավ համաձայնեցված էներգետիկ մակարդակների, հաճախ, կարիք է լինում դիմել ֆոնոնների «օգնությանը»: Այս տեսանկյունից, շատ կարևոր է լեզիրացվող միջավայրի ճիշտ ընտրությունն ու ջերմաստիճանը: Այնուամենայնիվ լեզիրացման աստիճանի բարձրացումը սահմանափակվում է կոնցենտրացիոն մարումների պատճառով և հենց այստեղ է դրսևորվում Er^{3+} իոնի առանձնահատկությունը: Միայն Er^{3+} իոններով հարստացման դեպքում, համակարգը հրամցնում է ավիոնվերսիայի համեմատաբար բարձր էֆեկտիվություն, քանի որ դրա լեզիրացման օպտիմալ աստիճանը կարող է հասնել բավականաչափ բարձր մակարդակի և դրա աստիճանաձև էներգետիկ մակարդակները բավական լավ համապատասխանում են ~ 800 նմ, ~ 980 նմ, ~ 1500 նմ - ով գրգռման հետ, ինչպես ցույց է տրված նկ. 2.1.2-ում: Օրինակ, նանոչափական $LiYF_4$ -ում, ~ 1500 նմ - ով լազերային գրգռման պարագայում, երբ գրգռման հզորության խտությունը 1.5×10^6 Վտ.մ⁻² է, լումինեսցենտային ավիոնվերսիայի քվանտային ելքը բարձր է և հասնում է ընդհուպ $\sim 1.2 \pm 0.1\%$ - ի [70], իսկ նույն ալիքի երկարության համար միկրոմետրական չափի Gd_2O_2S -ում, գրգռման հզորության խտության 700 Վտ.մ⁻² արժեքի դեպքում ավիոնվերսիայի քվանտային ելքը $\sim 12 \pm 1\%$ է [71]: Նման բարձր քվանտային ելքը ներառում է ինչպես ՄԻԿ այնպես էլ տեսանելի տիրույթի ներդրումը:



Նկ. 2.1.2 Er^{3+} իոնի էներգետիկ մակարդակների սխեմատիկ պատկերը և ափսոսանքային հիմնական պրոցեսները դրանում: Գծիկներով, կետերով և հոծ գծերով սլաքները ցույց են տալիս, համապատասխանաբար, զրգռումը, ոչ ճառագայթային ռելաքսացիան և ճառագայթային անցումը:

Yb^{3+} -ով զգայունացված ափսոսանքային

Ինչպես վերը նշեցինք, լանթանոիդի նույն իոնով հարստացված նանոբյուրեղների մեծ մասում կլանումը շատ փոքր է, բացի այդ, ակտիվատորների կոնցենտրացիան պիտի պահվի համեմատաբար ցածր և լավ կարգաբերված խուսափելու ավելորդ կոնցենտրացիոն մարումներից: Այս է պատճառը, որ ափսոսանքային ընդհանուր էֆեկտիվությունը նույն իոնով հարստացված նանոբյուրեղներում, այնուամենայնիվ, մնում է ցածր: Լուսնեցնելու ափսոսանքային էֆեկտիվությունը բարձրացնելու տարածված տարբերակներից մեկը, որ կիրառվում է մակրոբյուրեղների համար, յուրացվել է նանոհամակարգերում կիրառման նպատակով, որի էությունը հետևյալն է՝ բացի ակտիվատորից, համակարգը հարստացվում է նաև ՄԻԿ տիրույթում էական կլանում ունեցող զգայունացնող էլեմենտներով, այնպես, որ վերջինի և ակտիվատորի միջև իրականանա էֆեկտիվ

ԱԷՓ պրոցես: Եռավալենտ Yb^{3+} -ը օժտված է էներգետիկ մակարդակների չափազանց պարզ կառուցվածքով. կիրառության համար հետաքրքրող տիրույթում ունի ընդամենը մեկ գրգռված վիճակ ($^2\text{F}_{5/2}$ -ի $4f$ վիճակը): Yb^{3+} -ի կլանման սպեկտրը պայմանավորված է $^2\text{F}_{7/2}$ - $^2\text{F}_{5/2}$ անցումով, որը համապատասխանում է ~ 980 նմ ալիքի երկարությանը և Er^{3+} իոնների հետ համեմատած (կլանման կտրվածքը $\sim 1.7 \times 10^{-21}$ սմ²), ունի բավական մեծ կլանման կտրվածք (1.2×10^{-20} սմ²): Ի լրումն, Yb^{3+} -ի $^2\text{F}_{7/2}$ - $^2\text{F}_{5/2}$ անցումը բավական մեծ ճշտությամբ ռեզոնանսի մեջ է լանթանոիդների իոնների մեծ մասի հետ, օրինակ Er^{3+} , Tm^{3+} , Ho^{3+} և այլնի, հետևաբար էֆեկտիվության տեսակետից կարող է խիստ բարենպաստ լինել ափսոսվերսիայի համար: Ափսոսվերսված ճառագայթում ստանալու նպատակով, Yb^{3+} -ը օգտագործվում է նաև որոշ անցումային տարրերի զգայունացման համար, ինչպիսիք են Ni^{2+} , Mn^{2+} , Cr^{3+} և Re^{4+} [72]: Նշենք, որ անցումային տարրերի ափսոսվերսված ճառագայթումը էապես կախված է բյուրեղացանցի դաշտից, հետևաբար լեգիրացվող նյութում որոշակի քիմիական փոփոխությունների արդյունքում, ճառագայթումը կարող է համապատասխանեցվել որոշակի արևային էլեմենտների:

Սովորաբար, Yb^{3+} -ը բյուրեղացանց է ներմուծվում կանցենտրացիայի խիստ որոշակի միջոցում՝ 20–40%: Լեգիրացման ավելի մեծ կոնցենտրացիաները կնպաստեն կլանմանը, բայց, միևնույն ժամանակ, նանոմասնիկում էներգիայի կասկադային անցումը կդառնա ավելի հավանական և կոնցենտրացիոն մարումները՝ ավելի էական: Ինչևէ, կան հատուկ նախագծված համակարգեր, որտեղ էներգիայի փոխանցման երևույթի ճշգրտման արդյունքում Yb^{3+} -ի կոնցենտրացիոն մարումները բարելավված են [73–75]: Yb^{3+} իոնների կոնցենտրացիայի մեծացման մեկ այլ տարբերակ է նանոմասնիկների տարածական առանձնահատկություններից օգտվելը: Օրինակ, ափսոսվերսված ճառագայթման ուժեղացման ընդունված տարբերակ է նանոմասնիկի թաղանթի վրա հավելյալ շերտ նստեցնելը, ինչի շնորհիվ միջուկի լումինեսցենտային կենտրոնները ֆիզիկապես առանձնացվում են մակերևույթի մարման կենտրոններից: Հրապարակումներից շատերում (այդ թվում [73–75]) թաղանթը իներտ է և դրա դերը կայանում է լումինեսցենտային կենտրոններին մակերևութային ազդեցությունից պաշտպանելու մեջ: Այնուամենայնիվ, 2009-ից սկսած, միջուկ-թաղանթ համակարգի

նոր կառուցվածք առաջ քաշվեց. այստեղ ենթադրվում է, որ թաղանթում առկա են Yb^{3+} զգայունացնող էլեմենտներ, այսինքն գործ ունենք ակտիվ թաղանթի հետ: Առաջին աշխատանքներում հրապարակված արդյունքները վերաբերում էին $\text{NaGdF}_4: \text{Yb}^{3+}, \text{Er}^{3+}$ նանոմասնիկներին, որի թաղանթն իրենից ներկայացնում է Yb^{3+} իոնների 20% լեգիրացմամբ NaGdF_4 , ուր ճառագայթման կանաչ և կարմիր տիրույթներում էական ուժեղացում է գրանցվել [76]: Ենթադրվում է, որ այս նանոմասնիկների ափսոսվերսիայի ընդհանուր էֆեկտվության բարձրացման պատճառը թաղանթի Yb^{3+} -ի գրգռված իոնների էներգիայի հավելյալ փոխանցումն է միջուկի Er^{3+} իոններին: Ակտիվ միջուկ-ակտիվ թաղանթ նանոմասնիկների ափսոսվերսված ճառագայթումը՝ կանաչ լույսի դեպքում մոտ երեք, իսկ կարմիր լույսի դեպքում մոտ տասն անգամ մեծ է քան ակտիվ միջուկ-իններտ թաղանթ նանոմասնիկներինը: Հետագա հետազոտությունները ցույց տվեցին, որ ակտիվ թաղանթի շնորհիվ ճառագայթման ուժեղացումը սոսկ կլանման էֆեկտիվության բարձրացման արդյունք է: Հարկ է նշել, սակայն, որ թաղանթում գտնվող ակտիվացնող էլեմենտները մոտ են մակերևույթին, ինչը կորստաբեր է ափսոսվերսված ճառագայթման համար, քանի որ հանգեցնում է մակերևութային մարող օբյեկտների կողմից գրգռման էներգիան «որսալու» հավանականության մեծացմանը: Այսպիսով, փաստենք, որ ակտիվ թաղանթի դերը ափսոսվերսիայի ընթացքում լրիվ հստակեցված չէ և այս ուղղությամբ հետազոտությունները շարունակվում են:

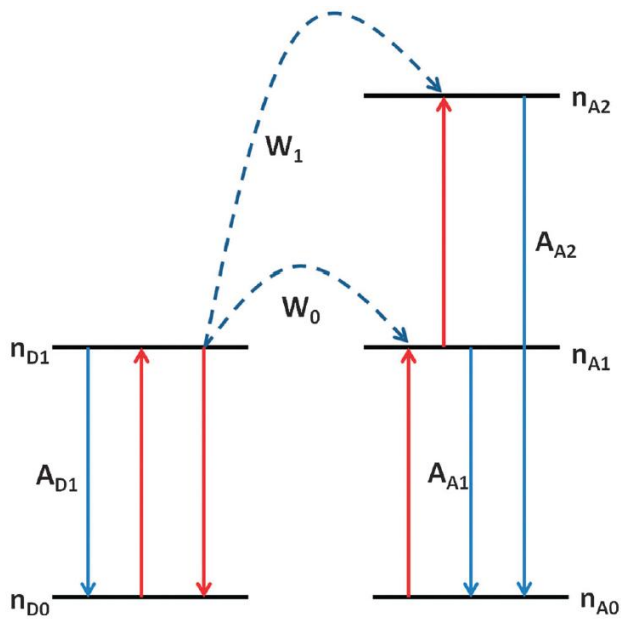
ԱԷՓ մոդել

ԱԷՓ պրոցեսի հիմնական մոդելի ընդհանրական տեսքը բերված է նկ 2.1.3-ում և իրենից ներկայացնում է երկմակարդականի դոնորի և եռամակարդակ ակցեպտորի զույգ:

ԱԷՓ պրոցեսի քանակական նկարագրության համար կարելի է օգտագործել հավասարումների հետևյալ համակարգը՝

$$\begin{aligned}
\frac{dn_{D1}}{dt} &= \rho_{exc} \sigma n_{D0} - W_0 n_{D1} n_{A0} - W_1 n_{D1} n_{A1} - A_{D1} n_{D1} \\
\frac{dn_{A1}}{dt} &= W_0 n_{D1} n_{A0} - W_1 n_{D1} n_{A1} - A_{A1} n_{A1} \\
\frac{dn_{A2}}{dt} &= W_1 n_{D1} n_{A1} - A_{A2} n_{A2}
\end{aligned}
\tag{2.1.1}$$

որտեղ $n_{D0,1}$ -ը և $n_{A0,1,2}$ -ը համապատասխանաբար դոնորի և ակցեպտորի էներգետիկ մակարդակների բնակեցվածություններն են, ρ_{exc} -ը մղող լազերային փնջի ֆոտոնների թվի խտությունն է, σ -ն՝ կլանման կտրվածքն է, W_1 -ը և W_2 -ը՝ n_{D1} վիճակից համապատասխանաբար n_{A0} և n_{A1} վիճակ էներգիայի անցման գործակիցները և վերջապես A_{D1} -ը և $A_{A1,2}$ -ը համապատասխան էներգետիկ մակարդակների ռելաքսացման արագություններն են:



Նկ. 2.1.3 ԱԷՓ պրոցեսը նկարագրող պարզագույն մոդելի պատկերը:

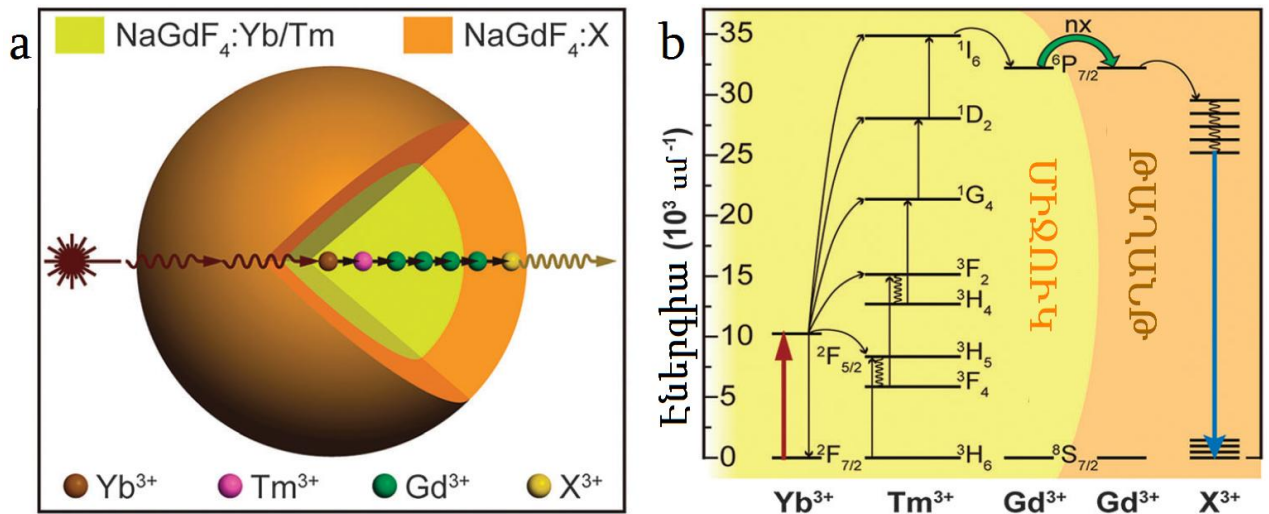
Այս մոդելի մանրամասներին կարելի է ծանոթանալ [69, 77] աշխատանքներում: Այնուամենայիվ, հարկ է նշել, որ դոնորների և ակցեպտորների տարատեսակ տարածական դասավորվածությունների պատճառով ի հայտ եկած տարբերությունները (որոշ էֆեկտներ) հնարավոր է դուրս մնան տեսադաշտից, քանի որ էներգիայի փոխանցման W_0 և W_1 գործակիցները միջինացված մեծություններ են: Նշված մոդելում ԱԷՓ պրոցեսը պարզեցված է և բերված է երկու **հարևան** դոնոր-

ակցեպտոր իոնների համապատասխան էներգետիկ մակարդակների միջև էներգիայի փոխանցման պրոցեսի (հաճախ անվանվում է կարճ հեռավորությունների վրա էներգիայի փոխանցման մոդել): Ափկոնվերսող համակարգերի մեծամասնությունում դոնորների մեծ կոնցենտրացիան հաճախ հանգեցնում է այն ենթադրությանը, որ դոնորների միջև էներգիայի *միգրացիան* շատ արագ է [69, 78] և շատ հաճախ դրա դերը անտեսվում է:

Հեռահար ԱԷՓ փոխազդեցություններ

Արհեստական նանոկառուցվածքների սինթեզի տեխնոլոգիաների զարգացմանը զուգընթաց, առավել բարդ կառուցվածքներ են մշակվում, ափկոնվերսիայի էֆեկտիվ իրականացման պահանջին բավարարելու համար, և արդեն կան նմուշներ, որտեղ դոնորներն ու ակցեպտորները՝ մասնակի կամ ամբողջությամբ մեկուսացված են տարածության մեջ, ինչը զարմանալիորեն հանգեցրել է պայծառ ափկոնվերսիայի [79, 80]: Այդ կառուցվածքներում ԱԷՓ պրոցեսը նկարագրված է հետևյալ կերպ՝ գրգռված վիճակի էներգիան պատահականորեն փոխանցվում է դոնորների միջև՝ նախքան ափկոնվերսող՝ ակցեպտոր, իոնների կողմից «բռնվելը»: Նկարագրվածը, ինչ որ առումով հակադրվում է ԱԷՓ-ի հիմնական մոդելին, սա այսպես կոչված «հեռահար» փոխազդեցությունների պրոցես է, ինչը վերոնշյալ հոդվածների ([79, 80]) հեղինակների կողմից անվանվել է ափկոնվերսիա էներգիայի միգրացիայի շնորհիվ (ԱԷՄ): Նախագծված՝ տարածականորեն տարանջատված դոնոր-ակցեպտորային միջուկ-թաղանթ-թաղանթ կառուցվածքը բերված է նկ. 2.1.4-ում: Գրգռման էներգիան կենտրոնանում է միջուկում՝ $\text{Yb}^{3+}\text{-Tm}^{3+}$ ափկոնվերսիայի պրոցեսի ընթացքում, ինչից հետո էներգիան Tm^{3+} -ից ($^1\text{I}_6$) անցնում է Gd^{3+} -ին ($^6\text{P}_{7/2}$). այնուհետ, էներգիան կամայականորեն անցումներ է կատարում Gd^{3+} իոնների միջև (միջանկյալ թաղանթում) և վերջապես բռնվում է ակցեպտոր իոնների կողմից ($\text{Eu}^{3+}/\text{Tb}^{3+}/\text{Sm}^{3+}/\text{Dy}^{3+}$), որոնք ներմուծված են արտաքին թաղանթ՝ ափկոնվերսված ճառագայթման համար: Այս համակարգում, էֆեկտիվ ափկոնվերսիա ունենալու համար, հավաքված ուլտրամանուշակագույն ճառագայթման էներգիան միգրացիայի ընթացքում անցնելով բավական երկար ճանապարհ՝ (գուցե ավելի մեծ քան 5 նմ), պետք է հնարավորինս քիչ

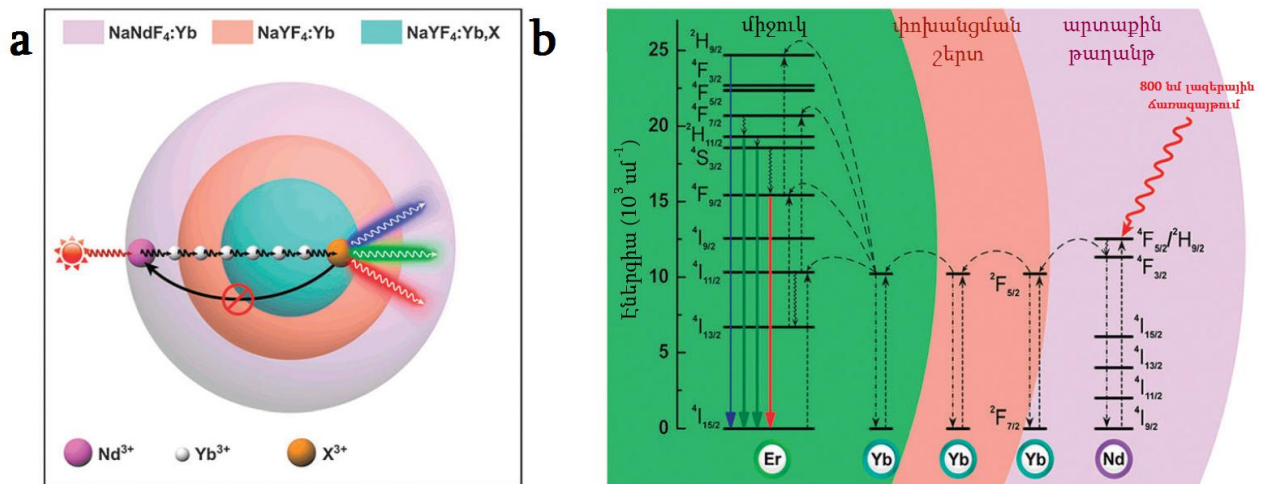
կորուստներ ունենա (NaGdF_4 հիմնային միջավայրի Gd^{3+} ենթացանցում): Ավելին, հետաքրքրական է նշել, բացի Gd^{3+} իոններից, ուրիշ հազվագյուտ հողային տարրեր (օրինակ Yb^{3+}) ունեն նույն հատկությունները:



Նկ. 2.1.4 ԱԷՄ պրոցեսը միջուկ-թաղանթ-թաղանթ նանոկառուցվածքում: a- Լանթանոիդներով հարստացված NaGdF_4 միջուկ-թաղանթ-թաղանթ նանոկառուցվածքի սխեմատիկ տեսքը (X ՝ ակտիվատոր), b էներգիայի փոխանցման առաջարկվող մեխանիզմը միջուկ-թաղանթ-թաղանթ կառուցվածքում: Wang F. et al., (2011), Nature Materials, 10(12), 968

Yb^{3+} իոնից էներգիայի հեռահար անցմանը հաջորդում է միջուկ-ակտիվ թաղանթ կառուցվածքի ափսոսանքով պայծառ ճառագայթումը [81-83], մանավանդ Nd^{3+} իոններով զգայունացված $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}, \text{Er}^{3+}$ / $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}$ / $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}, \text{Nd}^{3+}$ միջուկ-թաղանթ-թաղանթ համակարգում, որի կառուցվածքային պատկերը բերված է նկ. 2.1.5-ում [81]: 800-նմ ալիքի երկարությամբ ճառագայթման արդյունքում արտաքին թաղանթի դոնոր իոնները (Nd^{3+}) գրգռվում են: Քանի որ ակցեպտոր իոնները (Er^{3+}) տեղակայված են թաղանթում, էներգիայի անցումը Nd^{3+} -ից Er^{3+} -ին իրականանում է միջանկյալ շերտում գտնվող Yb^{3+} -ի իոնների միջոցով, որոնց միջև էլ պիտի իրականանա էներգիայի էֆեկտիվ միգրացիա: Նմանատիպ պրոցես քննարկվել է [84] աշխատանքում, աշխատանքային միջուկ-թաղանթ-թաղանթ կառուցվածքը հետևյալն է՝ $\text{NaYbF}_4:\text{Nd}^{3+}$ / $\text{Na}(\text{Yb}^{3+}, \text{Gd}^{3+})\text{F}_4:\text{Er}^{3+}$ / NaGdF_4 : Ընդհանուր առմամբ էֆեկտիվ հեռահար ԱԷՄ-ը ենթադրում է ոչ լոկալ պրոցես՝ միջանկյալ իոնների (ինչպիսիք են Yb^{3+} -ը կամ

Gd³⁺-ը) շնորհիվ, էներգիան կարող է հասնել դոնորից հեռու ակցեպտորի (նանոմետրեր): Այս պատկերացման հիման վրա, ԱԷՄ պրոցեսը ըստ ամենայնի ազդեցություն կունենա նույնիսկ դոնոր-ակցեպտորային հարստացմամբ համակարգերում ինչը, այնուամենայնիվ, հետագա հետազոտությունների առարկա է:



Նկ. 2.1.5 a Միջուկ-թաղանթ-թաղանթ նանոկառուցվածքի սխեմատիկ տեսքը (X՝ ակտիվատոր), b էներգիայի փոխանցման առաջարկվող մեխանիզմը 800 նմ ճառագայթման համար: Zhong, Y. et al., (2014). *Elimination* 26(18), 2831-2837.

2.2. Պլազմոնային ուժեղացմամբ լումինեսցենտային ափսոսվերսիա

Ինչպես արդեն նշեցինք, ինֆրակարմիր լույսի փոքր կլանման և էներգիայի փոխանցման փոքր արագության պատճառով ափսոսվերսիային բնորոշ է փոխակերպման փոքր էֆեկտիվություն, ինչն իր հերթին խոչընդոտում է դրա տարատեսակ կիրառություններին, այդ իսկ պատճառով խնդիր է առաջանում մշակել համակարգեր, որոնք դրսից հնարավորություն կտան բարձրացնելու ափսոսվերսիայի էֆեկտիվությունը: Նախորդ պարագրաֆում, ի շարս այլ հարցերի, անդրադարձանք տարբեր իոններով լեգիրացված համակարգերի, որտեղ ափսոսվերսիայի էֆեկտիվության բարձրացման համար առաջարկվում էին փոխազդեցության տարատեսակ մեխանիզմներ: Ընդհանրապես, նյութի լումինեսցենցիան դրսից

ուժեղացնելու համար կարելի է երկու մոտեցում բանեցնել. մեծացնել ընկնող լույսի հոսքը կամ մեծացնել ճառագայթային անցման արագությունը, այս երկուսն էլ կարելի է իրականացնել պլազմոնների կիրառմամբ (հիշեցնենք, որ պլազմոնները ազատ լիցքակիրների կոլեկտիվ տատանումներ են. մասնավորաբար, մակերևութային պլազմոնները ազատ լիցքակիրներով նյութի (օրինակ մետաղներ կամ խիստ լեգիրացված կիսահաղորդիչներ) և դիէլեկտրիկի (օդ, ապակի, պոլիմեր ևն) սահմանին առաջացող տատանումներ են) [85]: Ինչպես գիտենք, երբ լույսը միանում է մակերևութային պլազմոնին, այն կարող է էապես լոկալիզացվել սահմանին մոտ, ինչը հանգեցնում է էլեկտրամագնիսական դաշտերի ուժեղացմանը, ինչն էլ իր հերթին, կրերի կլանման կտրվածքի մեծացմանը: Այս ուժեղացված, լոկալ դաշտերը կարող են փոփոխել օպտիկական վիճակների խտությունը, դրանով ավելի մեծացնելով անցման արագությունը [86]: Ըստ էության, պլազմոնային համակարգերը այստեղ աշխատում են իբրև օպտիկական անտենաներ (տե՛ս Գլուխ 1), բարելավելով ավիոնվերսիա իրականացնող համակարգը (մեծացնելով ընկնող լույսի անցման էֆեկտիվությունը) [87]: Ճառագայթի վրա, դրա մերձակայքում գտնվող պլազմոնային նանոանտենայի ազդեցության երեք հիմնական տարբերակ կա: Առաջին՝ անտենան կարող է հստակ ինչ որ տիրություն կենտրոնացնել ընկնող դաշտը և մեծացնել կլանումը: Բացի այս, անտենան կարող է մեծացնել ճառագայթի ճառագայթային անցման հավանականությունը՝ լավացնելով էներգիայի փոխանցումը և վերջապես կարող է փոքրացնել ճառագայթումը՝ մեծացնելով ոչ ճառագայթային անցման արագությունը (փոքրացնելով էներգիայի անցման հավանականությունը): Այս երեք պրոցեսների գործակցումը կախված է մի շարք գործոններից, մասնավորաբար կլանման/ճառագայթման սպեկտրի և պլազմոնային ռեզոնանսի սպեկտրի փոխադարձ դասավորությունից, դաշտի բևեռացումից, գրգռման հզորությունից ևն [88]: Ազնիվ մետաղների նանոմասնիկները նանոանտենաների ամենաուսումնասիրված տեսակներից են՝ շնորհիվ կառուցվածքից և չափից կախված պլազմոնային ռեզոնանսի (տեսանելի և ինֆրակարմիր տիրույթում) ղեկավարման: Պլազմոնային ռեզոնանսի երևույթը օգտագործվել է մի շարք պրոցեսների ուժեղացման համար, ինչպիսիք են, Ռամանյան ցրումները [89, 90], ինֆրակարմիր կլանումը [91], և ֆլուորեսցենցիան [92-

94]: Չնայած ավիոնվերսիան որոշակի նմանություններ ունի վերոնշյալ երևույթների հետ, կան մի քանի առանձնահատկություններ, որոնք հատուկ են պլազմոններով ուժեղացված ավիոնվերսիային և որոնք արժե պահել ուշադրության կենտրոնում: Այսպես՝

(1) ավիոնվերսիայի արդյունքում հնարավոր են ՝ կլանման և ճառագայթման սպեկտրների միջև մեծ շեղումներ՝ ընդհուպ մինչև 1էՎ: Հետևաբար, ավիոնվերսիայի իրականացման համար հնարավոր է անհրաժեշտ լինի նոր ռազմավարության բանեցում՝ պլազմոնային ռեզոնանսի և ավիոնվերսող համակարգի կլանման/ճառագայթման սպեկտրների առավելագույն փոխձածկման համար:

(2) Ավիոնվերսիան, ինչպես արդեն նշվել է, բազմաքայլ պրոցես է, որը ենթադրում է երկարակյաց միջանկյալ վիճակներ, որոնցից յուրաքանչյուրը ունի տարատեսակ ռելաքսացման ուղիներ: Պլազմոնային ռեզոնանսները կարող են փոքրացնել ավիոնվերսիայի էֆեկտիվությունը՝ մեծացնելով այս միջանկյալ վիճակների ռելաքսացման արագությունը: Ավելին, գրգռված վիճակների բնակեցվածությունները փոխկապակցված են և երբ ռելաքսացիայի արագության փոփոխության արդյունքում մի վիճակի բնակեցվածությունը փոխվում է, մյուսները նույնպես փոխվում են:

(3) Ավիոնվերսիան էապես կախված է ընկնող դաշտի հզորությունից: Փոքր հզորությունների դեպքում, ավիոնվերսող համակարգի ելքային հզորության կապը ընկնող հզորության հետ ոչ գծային է և գծային է դառնում բարձր հզորությունների դեպքում [77, 95]: Հետևաբար, կանխատեսելի է, որ ավիոնվերսող համակարգի վրա պլազմոնային ռեզոնանսի ազդեցությունը կախված լինի հզորությունից: Հզորության թույլ ռեժիմից ուժեղին անցման կետը (դարձումի կետը) կախված է գրգռված վիճակի ռելաքսացման արագությունից, որը, ինչպես արդեն նշեցինք, կարող է փոփոխվել մետաղական նանոկառուցվածքի առկայությամբ:

Ամփոփելով, պլազմոնային նանոհամակարգերը ուժեղացնում են ընկած դաշտի ինտենսիվությունը ինչպես նաև արագացնում են գրգռված վիճակից ճառագայթային անցումները (ինչը ենթադրում է ավիոնվերսված ճառագայթման ուժեղացում), սակայն այս երևույթների քանակական բնութագրերը տալու համար, անհրաժեշտ է հստակ

իմանալ ափսոսելիքալի համակարգի անցման արագությունները և ընկնող դաշտի հոսքը:

Սովորաբար, պլազմոնով ուժեղացված ափսոսելիքալի տեսական ուսումնասիրությունների համար, օգտագործվում է լրիվ դաշտային մոդելավորման մեթոդը (full-field simulation method): Հաշվարկվում է դաշտի ուժեղացումը և պլազմոնային համակարգի մոտ անցման արագության փոփոխությունը, ապա, նշված մեծությունները հանդես են գալիս իբրև մուտքային պարամետրեր՝ դաշտի տրված ինտենսիվության դեպքում ափսոսելիքալ իրականացնող համակարգի վիճակների հավանականության ամպլիտուդների արագության հավասարումների համար (rate equation) [96]: Վերոնշյալ հավասարման պարզ մոդելի օրինակ է ափսոսելիքալ իրականացնող եռամակարդակ համակարգը, որի դեպքում 400նմ տրամագծով ոսկու գնդի մոտակայքում ենթադրվում է 3.5 անգամ ուժեղացված ափսոսելիքալ [97]: Ավելի յուրատեսակ մոտեցում օգտագործվել է [98] աշխատանքում, որտեղ ուսումնասիրվել է էրբիումի վեց ստորին գրգռված վիճակների բնակեցվածության փոփոխությունը 200նմ չափերով ոսկու գնդի մոտակայքում: Այդ դեպքում ափսոսելիքալի ուժեղանում է 4–15 անգամ՝ կախված պլազմոնի առկայությամբ էներգիայի փոխանցման վարքի փոփոխությունից: Նմանատիպ ուսումնասիրություններ են արվել նաև ալյումինի օղակաձև նանոռեզոնատորի համար և $\text{NaYF}_4/\text{Yb}^{3+}$, Tm^{3+} -ի համար 360նմ ալիքի երկարության վրա. հաշվարկվել է, որ ափսոսելիքալ ճառագայթումը պիտի ուժեղանա մոտ 34 անգամ [99]: Նշենք, որ կոնկրետ այս պրոցեսը պահաջում է չորս ֆոտոնի մասնակցություն, այդ է պատճառը, որ այն ավելի զգայուն է ընկնող դաշտի ուժեղացման նկատմամբ, քան երկու ֆոտոնով իրականացվող ափսոսելիքալ: Ի լրումն տեսական հետազոտություններին, որոնց միջոցով ուսումնասիրվում են կոնկրետ կառուցվածքով պլազմոնային համակարգերի հատկությունները, մոդելավորման միջոցով կարելի է բարելավել այդ համակարգերը՝ հասնելով օպտիմալ ափսոսելիքալի [100]: Լանթանոիդներով ափսոսելիքալ իրականացնող համակարգի վիճակների հավանականության ամպլիտուդների արագության ավելի իրատեսական հավասարումների մոդելի մշակումը (օրինակ [101]) կնպաստի ափսոսելիքալ նյութում ընթացող պրոցեսներում դրա մերձակայքում տեղակայված պլազմոնային

կառուցվածքի դերի ավելի լավ ընկալմանն ու երևույթների ավելի ճշգրիտ կանխատեսմանը:

Կլանման սպեկտրին համապատասխանող պլազմոնային ռեզոնանս

Պլազմոնով ուժեղացված ափսոսվերսիայի հատկությունների մեծ մասը ինքնատիպ է, բայց այնուամենայնիվ, երկու պրոցես կա, որ ընդհանուր է բոլոր համակարգերի համար՝ կլանում և ճառագայթում: Նախ քննարկենք այն դեպքը, երբ պլազմոնային ռեզոնանսի հաճախությանը համապատասխանում է կլանման հաճախությանը:

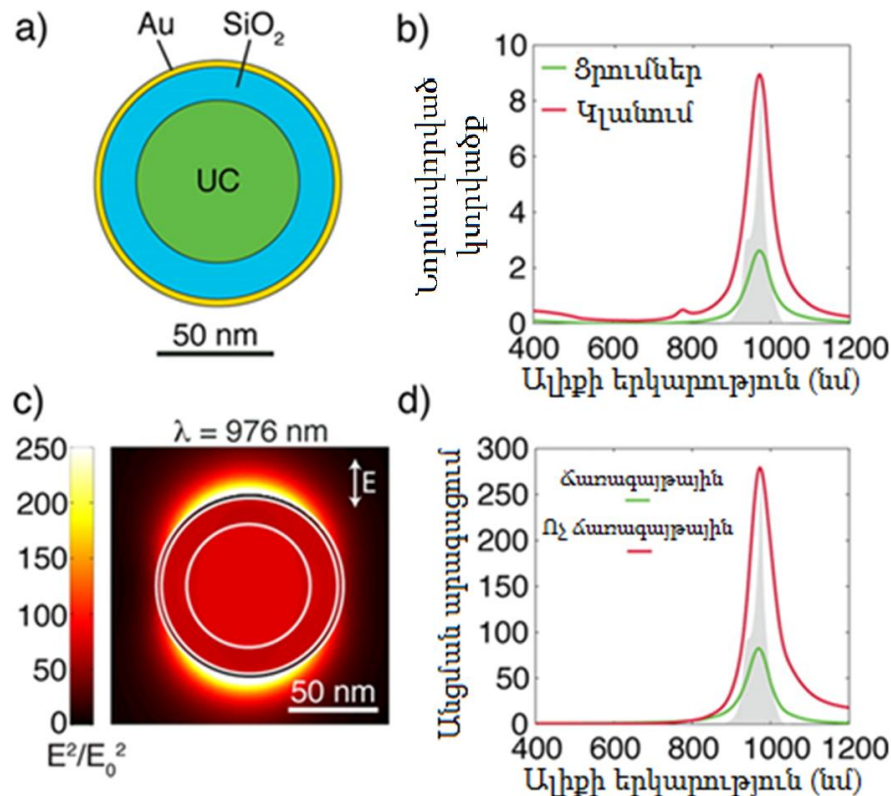
Ձևաբանորեն՝ $|i\rangle$ վիճակից $|f\rangle$ վիճակ անցնելու γ արագությունը կարելի է որոշել Ֆերմիի ոսկե կանոնից [86]՝

$$\gamma = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle f | \vec{E} \cdot \vec{p} | i \rangle \right|^2 \rho_f \quad (2.2.1)$$

որտեղ, $\vec{E}$ -ն լոկալ դաշտի լարվածությունն է, $\vec{p}$ -ն՝ անցման դիպոլային մոմենտը իսկ ρ_f -ն՝ վերջնական վիճակների խտությունը: Մեծացնելով լոկալ դաշտի ինտենսիվությունը, սպասվում է, որ կմեծանա անցման արագությունը և հետևաբար նաև ճառագայթման ինտենսիվությունը (պլազմոնով ուժեղացված ճառագայթում): Ընդհանուր դեպքում, m -ֆոտոնային պրոցեսում ճառագայթված լույսի ինտենսիվությունը համեմատական է E^{2m} -ին: Հետևաբար, ինչքան մեծ է ճառագայթող վիճակը բնակեցնելու համար անհրաժեշտ ֆոտոնների թիվը, այդքան ճառագայթման ինտենսիվությունը ավելի զգայուն կլինի դաշտի մեծության որևէ փոփոխության հանդեպ:

Նկ. 2.2.1-ում բերված են միջուկ – բաժանարար – թաղանթ պլազմոնային ուժեղացմամբ ափսոսվերսող համակարգի (նանոմասնիկ) դաշտի ինտենսիվության և անցման արագության կորերը, որոնք հաշվարկվել են եզրային տարրերի մեթոդով [102, 103]: Նշված նանոմասնիկը կազմված է 70նմ-անոց NaYF_4 ափսոսվերսող նանոկառուցվածքից ($n = 1.48$, նկարում՝ UC), 15նմ հաստությամբ սիլիցիումի երկօքսիդի բաժանարար շերտից և 3նմ հաստությամբ ոսկու շերտից (նկ 2.2.1 a): Ինչպես երևում է նկ 2.2.1-ից, մասնիկի հիմնական ռեզոնանսը 976նմ-ի վրա է, որը համապատասխանում է Yb^{3+} -ի կլանման մաքսիմումին: Անտենայի երկրաչափական

մակերեսով նորմավորված կլանման և ճառագայթման կտրվածքները ընդգծում են, որ մասնիկը լույսը կլանում և ցրում է ավելի մեծ կտրվածքով, քան իր ֆիզիկական մեծությունն է: Հետևաբար նանոմանիկը իր ռեզոնանսային հաճախության վրա կարող է աշխատել իբրև նանոանտենա:



Նկ. 2.2.1 Միջուկ-թաղանթ նանոանտենայի՝ եզրային էլեմենտների մեթոդով (Boundary Element Method) արված մոդելավորման արդյունքներ: a) համակարգի կառուցվածքային պատկերը (UC-ով նշված է ափսոսվերտող համակարգը), b) երկրաչափական մակերեսով նորմավորված կլանման և ճառագայթման կտրվածքների կորերը և Yb³⁺-ի կլանման շերտը՝ ընդգծված մոխրագույնով, c) 976նմ-ի վրա էլեկտրական դաշտի ուժեղացումը, d) միջուկի կենտրոնում տեղակայված դիպոլային ճառագայթչի անցման արագության մեծացումը՝ նորմավորված վակուումում ճառագայթման արագությամբ և Yb³⁺-ի՝ մոխրագույնով ընդգծված կլանման շերտը: Wu D. M. et al., (2014), *The journal of physical chemistry letters*, 5(22), 4020

Նկ. 2.2.1 c–ում բերված է 976Նմ ալիքի երկարության վրա էլեկտրական դաշտի ուժեղացումը: Ընկնող դաշտը կենտրոնացած է ինչպես անտենայի շրջակայքում, այնպես էլ անտենայում և միջուկի ներսում (այնտեղ ուր տեղավորված է ափկոնվերսող նանոկառուցվածքը) ինտենսիվությունը ուժեղանում է մոտ 80 անգամ: Եթե այլ գործոններ չլինեն, ապա կարելի է կանխատեսել, որ ընկնող դաշտի փոքր հզորությունների դեպքում, դաշտի վերոնշյալ ուժեղացման պարագայում, ճառագայթվող ինտենսիվությունը կմեծանա մոտ 6400 անգամ: Այնուամենայնիվ, ինչպես արդեն ասացինք, ափկոնվերսիայի պրոցեսում վերջնական վիճակը բնակեցնելու համար անցումներ են կատարվում մի շարք միջանկյալ վիճակներ, ինչի արդյունքում բարդություններ են ի հայտ գալիս: Այդ անցումներից յուրաքանչյուրը ի հավելում ունի նաև այլընտրանքային (արդյունարար անցման հետ մրցակցող) ոչ ճառագայթային անցման ուղի որով անցնելու հավանականությունը նույնպես փոփոխվում է մետաղական նանոկառուցվածքի ազդեցությամբ:

Կլանման շերտում այդ մրցակցող երևույթի մասին քանակական պատկերացում կազմելու համար նկ. 2.2.1 d–ում բերված է միջուկի կենտրոնում տեղակայված դիպոլային ճառագայթի ռելաքսացման արագության փոփոխության կախումը ալիքի երկարությունից: Ինչպես երևում է նկարից, 976Նմ ալիքի երկարության դեպքում և՛ ճառագայթային, և՛ ոչ ճառագայթային անցումների արագությունը մեծանում է, ինչի արդյունքում ընդհանուր անցման արագությունը մոտ 300 անգամ մեծանում է: Անցման արագության այսպիսի մեծացումը հանգեցնում է միջանկյալ վիճակների բնակեցվածության ավելի արագ նվազմանը, ինչն էլ պատճառ է հանդիսանում ափկոնվերսիայի էֆեկտիվության փոքրացման համար:

Ճառագայթման սպեկտրին համապատասխանող պլազմոնային ռեզոնանս

Այժմ անցնենք այն դեպքին, երբ պլազմոնային ռեզոնանսի հաճախությունը համապատասխանում է ափկոնվերսված ճառագայթման հաճախությանը: Դիտարկենք ճառագայթող համակարգ, որի քվանտային ելքը հետևյալն է՝

$$\eta_q = \frac{\gamma_{rad}}{\gamma_{rad} + \gamma_{nonrad}} \quad (2.2.2)$$

որտեղ γ_{rad} -ը և γ_{nonrad} -ը, համապատասխանաբար, ճառագայթային և ոչ ճառագայթային անցումների արագություններն են: Նկատենք, որ համակարգի քվանտային ելքը կապված է ափսոսանքի էֆեկտիվության հետ, բայց դրան համարժեք չէ: Առաջինը միայն ներառում է վերջնական վիճակի ռելաքսացման ընթացքները, այն ժամանակ, երբ երկրորդում ներդրում ունեն կլանումից հետո տեղի ունեցող բոլոր պրոցեսները (օր. էներգիայի փոխանցումը): Ճառագայթող համակարգի քվանտային ելքի առավելագույն արժեքը 1 է, մինչդեռ ափսոսանքի էֆեկտիվությունը կարող է առավելագույնը 0.5 լինել (երկֆոտոնային կլանման դեպքը): Մի վիճակից մյուսին անցման ω հաճախությամբ ճառագայթման ինտենսիվությունը հետևյալն է՝ $I = \hbar\omega\gamma_{rad}$, հետևաբար γ_{rad} -ի աճին զուգընթաց մեծանում է նաև ճառագայթվող լույսի ինտենսիվությունը, որը համակարգի քվանտային ելքով արտահայտված տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝ $I = \hbar\omega\eta_q(\gamma_{rad} + \gamma_{nonrad})$: Պլազմոնային կառուցվածքը ազդում է և՛ ճառագայթային, և՛ ոչ ճառագայթային անցումների արագությունների վրա: Պլազմոնային ռեզոնանսի պարագայում ճառագայթի քվանտային ելքը կլինի հետևյալը՝

$$\eta'_q = \frac{\gamma'_{rad}}{\gamma'_{rad} + \gamma'_{nonrad}} \quad (2.2.3)$$

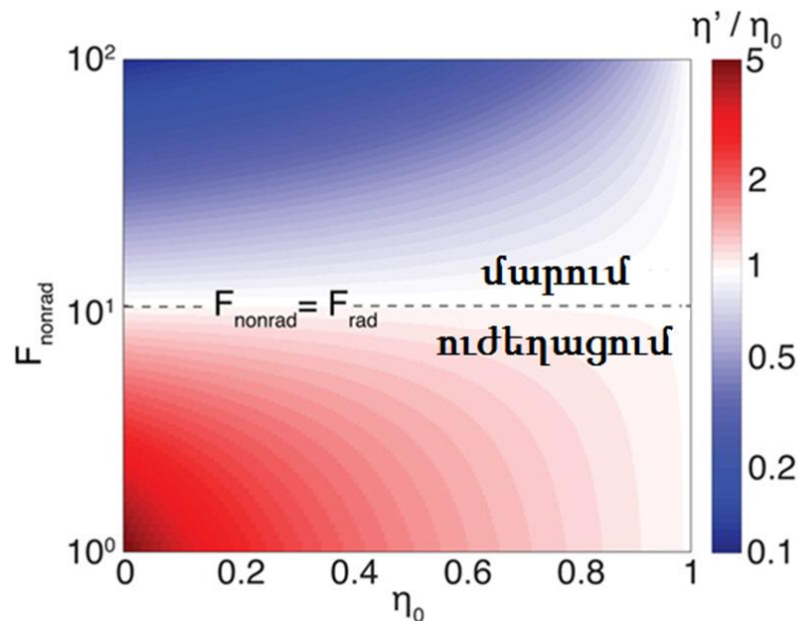
որտեղ շտրիխներով ընդգծված է մեծությունների վրա պլազմոնային ռեզոնանսի ազդեցության առկայությունը: Այդ մեծությունները իրենց բնույթից կախված կարելի է բաժանել մասերի՝ $\gamma'_{rad} = \gamma_{rad}^0 + \gamma_{rad}^p$, որտեղ γ_{rad}^0 -ը համակարգի ներքին կառուցվածքով պայմանավորված ճառագայթային անցման արագությունն է, իսկ γ_{rad}^p -ը՝ պլազմոնային ռեզոնանսի արդյունքում առաջացած շեղումը: Նույնանման արտահայտություն կարող ենք գրել ոչ ճառագայթային անցման արագության համար և քվանտային ելքի համար կստացվի՝

$$\eta'_q = \frac{\gamma_{rad}^0 + \gamma_{rad}^p}{\gamma_{rad}^0 + \gamma_{nonrad}^0 + \gamma_{rad}^p + \gamma_{nonrad}^p} \quad (2.2.4)$$

Սահմանենք ճառագայթային անցման ուժեղացումը (արագության մեծացումը) հետևյալ կերպ՝ $F_{rad} = \gamma_{rad}^p / \gamma_{rad}^0$ (նման ձևով ոչ ճառագայթայինի համար՝ $F_{nonrad} = \gamma_{nonrad}^p / \gamma_{nonrad}^0$): Վերջին նշանակումները հաշվի առնելով (2.2.4) բանաձևը կգրվի հետևյալ կերպ՝

$$\eta'_q = \frac{\eta_0(1 + F_{rad})}{1 + F_{nonrad} + \eta_0(F_{rad} - F_{nonrad})}, \quad (2.2.5)$$

որտեղ ներմուծված է համակարգի սեփական (պլազմոնի ազդեցությունից զուրկ) քվանտային ելքը՝ $\eta_0 = \gamma_{rad}^0 / (\gamma_{rad}^0 + \gamma_{nonrad}^0)$: (2.2.5) հավասարման արդյունքները բերված են նկ. 2.2.2-ում (ընտրված է $F_{rad}=10$):



Նկ. 2.2.2 Գունապատկերում ցույց է տրված պլազմոնային ռեզոնանսի ազդեցությամբ փոփոխված և համակարգի սեփական քվանտային ելքերի հարաբերության (η'/η_0) կախումը սեփական քվանտային ելքից և ոչ ճառագայթային անցման ուժեղացումից: Ճառագայթային անցման արագությունը հավասար է 10-ի, իսկ կետագծերով ընդգծված է տիրույթը, ուր $F_{rad} = F_{nonrad}$: Գունային սանդղակը լոգարիթմական է:

(2.2.5) բանաձևից պարզ է դառնում պլազմոնային ուժեղացմամբ ճառագայթման երկու կարևոր հանգամանք: Առաջին՝ ճառագային և ոչ ճառագայթային անցումների ուժեղացման միջև հարաբերակցությունը առանցքային նշանակություն ունի և դրանով է որոշվում, արդյոք քվանտային ելքը կմեծանա, թե կփոքրանա: Օրինակ, եթե $F_{rad} < F_{nonrad}$, ապա պլազմոնի ազդեցությամբ քվանտային ելքը մարում է (նկ. 2.2.2-ի վերին կեսը): Երկրորդ՝ համակարգի սեփական քվանտային ելքը (η_0) էապես ազդում է ընդհանուր քվանտային ելքի հնարավոր ուժեղացման վրա: Այսպիսով, եթե

ափկոնվերտող համակարգի սեփական քվանտային ելքը մոտ է մեկին, ապա էֆեկտիվության մեծացման հավանականությունը շատ փոքր է, անգամ եթե ճառագայթային անցման ուժեղացումը շատ անգամ ավելի մեծ է ոչ ճառագայթային անցման ուժեղացումից: Եվ հակառակը՝ ճառագայթման փոքր քվանտային ելք ունեցող ափկոնվերտող համակարգերում, ինչպիսիք են լանթանոիդների իոնները, ուժեղացման ներուժը բավական մեծ է:

Ամփոփելով՝ պլազմոնային ուժեղացմամբ ափկոնվերտիան դիտարկելիս, բացի լոկալ դաշտերի ուժեղացումը և ճառագայթային անցման արագության մեծացումը, անհրաժեշտ է հաշվի առնել մի շարք այլ կարևոր գործոններ, ինչպիսիք են միջանկյալ էներգետիկ մակարդակների ռելաքսացման արագությունների փոփոխությունը, կախվածությունը հզորությունից, ճառագայթային և ոչ ճառագայթային անցումների ուժեղացումների միջև հարաբերակցությունը և համակարգի սեփական քվանտային ելքը:

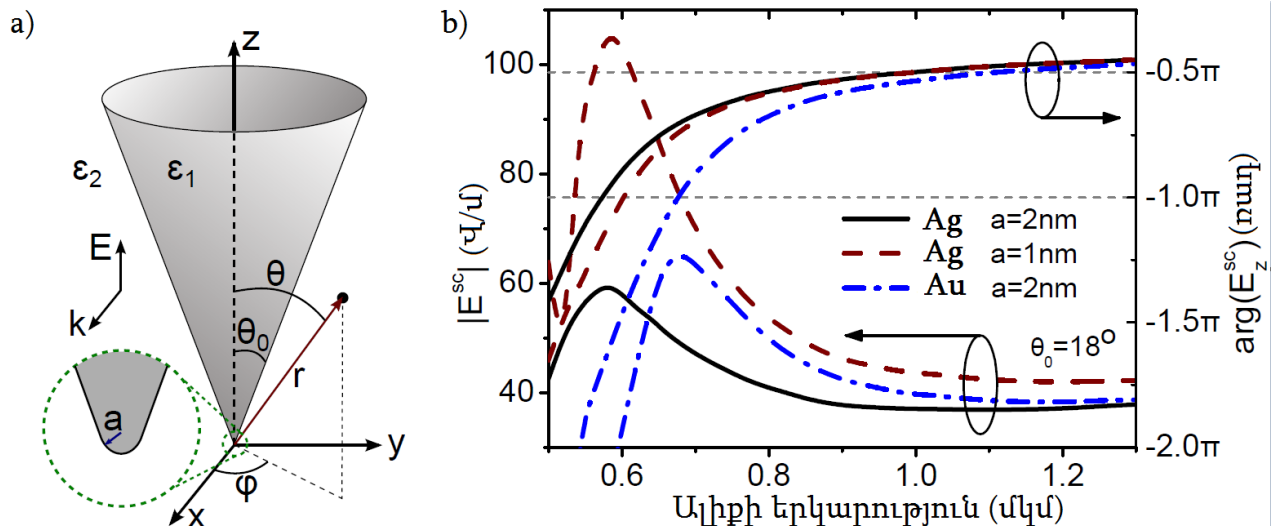
2.3. Կոնական գազաթի հետ կապված քվանտային ճառագայթի վարքը արտաքին դաշտում. կիրառության ակնարկ

Լոյսի ցրումը մետաղական սրածայր կոնական գազաթից

Այստեղ, նախքան նախատեսված նյութի բուն շարադրանքին անցնելը, հընթացս, բերենք կոնական մետաղական գազաթից (ԿՄԳ) արձագանքված դաշտի ամպլիտուդի և փուլի վերաբերյալ որոշ տվյալներ [104] աշխատանքից, որոնք հիմնային նշանակություն ունեն բնագրի համար:

Վերոնշյալ աշխատանքում՝ էլեկտրաստատիկ մոտավորության սահմաններում, ուսումնասիրվել են սուր կոնական գազաթից ցրված էլեկտրամագնիսական դաշտերը, երբ կոնը լուսավորված է առանցքի երկայնքով բևեռացված դաշտով: Անալիտիկ արտահայտություններ են ստացվել, որոնք որոշում են ալիքի երկարությունը, որի դեպքում մետաղական գազաթի մերձակայքում ցրված դաշտը փոխում է իր ուղղությունը (այսինքն ցրված դաշտի փուլային արձագանքը ուշանում է ավելի քան $\pi/2$ -ով), ինչպես նաև արտահայտություններ, որոնցով բնութագրվում է դաշտի մարումը՝ գազաթից հեռանալիս և նշված է այս բնութագրերի կապը կոնական գազաթի

բացվածքի անկյան և մետաղի հաճախակախյալ դիէլեկտրական թափանցելիության հետ: Բացի տեսական հաշվարկներից բերված են նաև համակարգչային նմանակման արդյունքներ, որոնք լիովին համապատասխանում են տեսությանը:



Նկ. 2.3.1 a) Մետաղական կոնի ուրվագիծը և դրան բնութագրող պարամետրերը, b) գազաթից ցրված դաշտի ամպլիտուդի և փուլի կախումը ալիքի երկարությունից՝ հաշվարկված գազաթից 1 նմ հեռավորության վրա:

Pors, A. et. al. (2014). *Optics letters*, 39(11), 3308-3311:

Դիտարկվող մոդելի ուրվագիծը բերված է նկ. 2.3.1 a)–ում: Սուր, կոնական գազաթը բնութագրվում է բացվածքի $2\theta_0$ անկյունով, գազաթի ուռուցիկության a շառավղով, հաճախակախյալ ε_1 դիէլեկտրական թափանցելիությամբ, իսկ շրջապատող միջավայրի դիէլեկտրական թափանցելիությունը ε_2 է:

Նկ. 2.3.1 b)–ում բերված է ցրված դաշտի (մոտակա) ամպլիտուդի կախումը ալիքի երկարությունից (սպեկտրի տեսանելի և ինֆրակարմիր տիրույթներում), ինչպես նաև դաշտի ամենամեծ բաղադրիչի՝ E_z^{sc} –ի փուլի համապատասխան կախվածությունը, ինչպես ոսկե այնպես էլ արծաթե կոնական գազաթների համար: Նկատենք, որ մոտակա դաշտը ուժեղացել է ալիքի երկարությունների գրեթե ողջ տիրույթում, չնայած սպեկտրի տեսանելի տիրույթում արծաթի և ոսկու պլազմոնային հատկությունները էապես ավելի մեծ ուժեղացման են հանգեցնում: Ուշադրություն դարձնենք ևս մի հետաքրքիր փաստի՝ դաշտի ամպլիտուդի առավելագույն արժեքները չեն

համապատասխանում սովորական լոկալիզացված մակերևութային պլազմոնների ռեզոնանսներին, վերջինների համար դաշտի փուլի արժեքը միշտ $\pi/2$ է, մինչդեռ ԿՄԳ-ի պարագայում փուլը $\neq \pi$ է:

Այսպիսով, ԿՄԳ-ից ցրված լույսի դաշտի ուժեղացում է դիտվում քննարկված ալիքի երկարությունների գրեթե ողջ տիրույթում և ի տարբերություն սովորական պլազմոնային ռեզոնանսի, այստեղ ցրված դաշտի փուլը շեղվում է բավական լայն տիրույթում (ալիքի երկարությունից կախված):

Կոնական գազաթի հետ կապված քվանտային ճառագայթչի վարքը արտաքին դաշտում

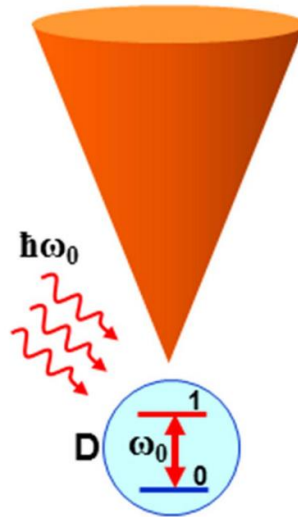
Նախորդ գլխի վերջին երկու վերնագրերի ներքո քննարկված խնդիրներում, մետաղական նանոկառուցվածքից անդրադարձած (արձագանքված) դաշտի փուլը շեղված էր $\pi/2$ -ով և ինչպես արդեն նշեցինք, սա հատուկ է պլազմոնային ռեզոնանսին: Սակայն, եթե դուրս գանք պլազմոնային ռեզոնանսի սահմաններից, ապա ալիքի երկարությունը փոփոխելով հնարավոր է կարգավորել մետաղական նանոկառուցվածքի արձագանքի փուլը (նկ. 2.3.1):

Վերոգրյալը հաշվի առնելով խնդիր դնենք բացահայտել ԿՄԳ-ից փուլով շեղված, ուժեղացված արձագանքի դերը ՔԴՃ-ՄՆՄ համակարգում (առանձնահատուկ ուշադրություն դարձնելով փուլի դերին): Այդ նպատակով, դիտարկենք երկմակարդականի ՔԴՃ-ից և ԿՄԳ-ից կազմված հետևյալ համակարգը՝ նկ 2.3.2:

Ենթադրենք, որ ընդհանուր համակարգը գտնվում է արտաքին մղման դաշտում, որի ω_0 հաճախությունը համընկնում է ՔԴՃ-ի անցման հաճախությանը (նկ. 2.3.2): Արտաքին մղման ազդեցությամբ, ՔԴՃ-ի ալիքային ֆունկցիան կնկարագրվի վիճակների կոհերենտ սուպերպոզիցիայի միջոցով (Գլուխ 1)՝

$$\Psi(t) = a_1(t)\phi_1 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_1 t\right) + a_0(t)\phi_0 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_0 t\right), \quad (2.3.1)$$

որտեղ ϕ_1 -ը ու ϕ_0 -ը ՔԴՃ-ի գրգռված և հանգստի վիճակների ալիքային ֆունկցիաներն են, E_1 -ը և E_0 -ը՝ դրանց համապատասխան էներգիաներն են, իսկ $a_1(t)$ -ը և $a_0(t)$ -ը՝ ժամանակից կախված հավանականության ամպլիտուդները:



Նկ. 2.3.2 Քննարկվող համակարգի գծապատկերը, որտեղ ՔԴՃ-ն նշված է D-ով և տեղավորված է ԿՄԳ-ի մոտ, իսկ ընդհանուր համակարգը գտնվում է արտաքին ռեզոնանսային էլեկտրամագնիսական դաշտում:

ՔԴՃ-ի դիպոլային մոմենտը կգրվի այն տեսքով ինչ որ նախորդը (տե՛ս 1.3.2 բանաձևը)՝

$$\vec{D}(t) = \int \Psi e \vec{r} \Psi^* dV = a_1 a_0^* \vec{d}_{10} e^{-i\omega_0 t} + a_0 a_1^* \vec{d}_{10}^* e^{i\omega_0 t} \quad (2.3.2)$$

որտեղ $\vec{d}_{10} = \int \phi_1 e \vec{r} \phi_0^* dV$ -ը 1→0 անցման դիպոլային մոմենտն է և $\hbar \omega_0 = E_1 - E_0$ համապատասխան էներգիան:

Հաշվի առնենք, որ նշված համակարգում ՔԴՃ-ն և ԿՄԳ-ն գտնվում են ոչ միայն արտաքին մղման ազդեցության տակ, այլև միմյանց, ուստի ՔԴՃ-ի վրա ազդում է ՄՆՄ-ում ՔԴՃ-ի դիպոլային մոմենտի շնորհիվ մակաձված ԼՄՊ-ի դաշտը: Այստեղ ևս աշխատում ենք էլեկտրաստատիկ մոտավորության սահմաններում, այսինքն ՔԴՃ-ի հեռավորությունը ԿՄԳ-ից շատ ավելի փոքր է ՔԴՃ-ի անցմանը համապատասխանող ալիքի երկարությունից: Ենթադրենք նաև, որ ՔԴՃ-ի դիպոլային մոմենտն ուղղված է

ԿՄԳ-ի առանցքով: Այս պարագայում, ԿՄԳ-ից արձագանքված դաշտը ևս բևեռացված կլինի այդ առանցքի երկայնքով և կունենա հետևյալ տեսքը՝

$$\vec{E}_{\beta} = \frac{A(r)\vec{d}_{10}a_1a_0^*}{4\pi\epsilon_0 r^3} e^{-i\omega_0 t} + c.c., \quad (2.3.3)$$

որտեղ $A(r)$ պարամետրը բնութագրում է ԿՄԳ-ի վրա ընկած դաշտի ուժեղացված արձագանքը: Մենք ենթադրում ենք, որ այդ պարամետրն ունի միայն կեղծ մաս, որը բացասական է (այսինքն անագանքի փուլը շեղված է $-\pi/2$ -ով)՝ $A = -iA_0, A_0 > 0$: Բացի վերոնշյալ դաշտից, ՔԴԾ-ի վրա ազդում է արտաքին դաշտը և դրա՝ ԿՄԳ-ից ցրված մասը (որը նույնպես ուժեղացված է)՝

$$\vec{E}_{ex} = \vec{E}_0[1 + A(r)]e^{-i\omega_0 t} + c.c., \quad (2.3.4)$$

որտեղ $\vec{E}_0$ -ն ընկնող լազերային դաշտի ամպլիտուդն է, որը նույնպես բևեռացված է ԿՄԳ-ի առանցքի երկայնքով:

Երկմակարդականի համակարգի համար գրում ենք ժամանակից կախված Շրոդինգերի հավասարում և ստանդարտ մանիպուլյացիաներից հետո (Գլուխ 1) ստանում ենք՝

$$\begin{aligned} \frac{da_0}{dt} &= \mu a_1^* a_1 a_0 + \beta a_1, \\ \frac{da_1}{dt} &= -\mu a_0^* a_0 a_1 - \beta^* a_0 : \end{aligned} \quad (2.3.5)$$

Որտեղ μ -ն բնութագրում է ՔԴԾ-ի դաշտի արձագանքը ՄՆՄ-ից, իսկ β -ն՝ արտաքին դաշտի և ՔԴԾ-ի փոխազդեցության (այդ թվում ՄՆՄ-ի միջոցով) ուժգնությունը՝

$$\mu = \frac{A_0 |\vec{d}_{10}|^2}{4\pi\hbar\epsilon_0 r^3}, \quad \beta = -[i + A_0] \frac{\vec{d}_{10}\vec{E}_0^*}{\hbar} : \quad (2.3.6)$$

(2.3.5) հավասարումները համադրելով, կստանանք՝

$$a_1 \frac{da_0}{dt} - a_0 \frac{da_1}{dt} = \mu a_1 a_0 + \beta a_1^2 + \beta^* a_0^2 : \quad (2.3.7)$$

Որտեղ, հաշվի ենք առել, որ $|a_1|^2 + |a_0|^2 = 1$:

Դարձյալ անդրադառնանք այն կարևոր մոտավորությանը, համաձայն որի հաշվարկներում անտեսել ենք սպոնտան ռելաքսացիան: Օգտվելով (2.3.6)

բանաձևերից և Վիգներ-Վեյցկոպֆի տեսությունից դ պարամետրի համար կգրենք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$\eta = \frac{\mu}{\gamma_0} = \left(\frac{\lambda}{2\pi r} \right)^3 : \quad (2.3.8)$$

Այստեղ, հղում տալով [104] աշխատանքին ամրագրենք հետևյալ պարամետրերը. $\theta_0=18^\circ$ բացվածքի անկյուն և գագաթի ուռուցիկ մասի $a=2$ նմ շառավիղ ունեցող (նկ. 2.3.1) ոսկուց ԿՄԳ-ի համար, 1մկմ ալիքի երկարությամբ լույսի ազդեցությամբ փուլի փոփոխությունը $-\pi/2$ է, իսկ դաշտի ուժեղացումը կոնից $r = 10$ նմ հեռավորության վրա՝ $A_0 \approx 3.3$: Այս պայմաններում (2.3.8)-ից ստացվում է $\eta \approx 10^4$, ինչը լիովին արդարացնում է մեր ենթադրությունը:

Ուսումնասիրվող համակարգի կարևոր նկարագրերից է $\alpha = 2|\beta|/\mu$ պարամետրը, որը բնութագրում է արտաքին դաշտ – ՔԴՀ կապի (արտաքին դաշտի անմիջական և ԿՄԳ-ից դրա ցրված մասի ազդեցություն) և ՔԴՀ-ԿՄԳ համակարգի կապի հարաբերակցությունը: Այն դեպքում, երբ $\alpha = 1$ ՔԴՀ-ի դաշտի մեծությունը ԿՄԳ-ի վրա, շատ մոտ է արտաքին լազերային դաշտի մեծությանը (ենթադրելով, որ $A_0 \gg 1$):

Նշված համակարգի նորմավորված ժամանակը ունի $\tau = \mu t = \eta \gamma_0 t$ տեսքը, իսկ ՔԴՀ-ին գրգռված վիճակում գտնելու հավանականությունը կլինի՝

$$|a_1(\tau)|^2 = \frac{\left[1 + \sqrt{1-\alpha^2} \coth \pi \left(0.5\tau \sqrt{1-\alpha^2} - \sigma \right) \right]^2}{\alpha^2 + \left[1 + \sqrt{1-\alpha^2} \coth \pi \left(0.5\tau \sqrt{1-\alpha^2} - \sigma \right) \right]^2} \quad (2.3.9)$$

որտեղ $\sigma = \tanh^{-1} \left(\sqrt{1-\alpha^2} \right)$, երբ $|a_1(0)| = 0$: Հարաբերականորեն թույլ արտաքին

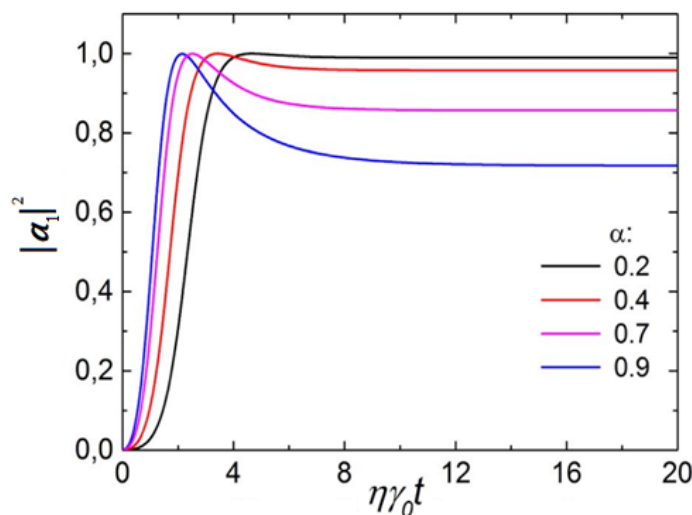
դաշտերի դեպքում և երբ ՔԴՀ-ԿՄԳ կապը բավական ուժեղ է (այսինքն $\alpha < 1$), ՔԴՀ-ի վարքը բնութագրվում է արագ անցումով դեպի կայուն սուպերպոզիցիոն վիճակ, որտեղ գրգռված վիճակում գտնվելու հավանականությունը բավականաչափ մեծ է (նկ. 2.3.3):

Նկատենք, որ այս մոտեցումը բարենպաստ է մղման առանձնապես թույլ դաշտերի դեպքում ($\alpha \ll 1$), քանի որ գրգռված և հիմնական վիճակների սուպերպոզիցիան աստիճանաբար (դաշտը փոքրացնելով) վերածվում է ՔԴՀ-ի գրգռված վիճակի:

Այսպիսի վարքի հիմնական ֆիզիկական պատճառը՝ ԿՄԳ-ի արձագանքի փուլի $-\pi/2$ -

ով շեղումն է, սա է, որ կանխարգելում է ՔԴԾ-ի անցումը գրգռված վիճակից հիմնական վիճակին:

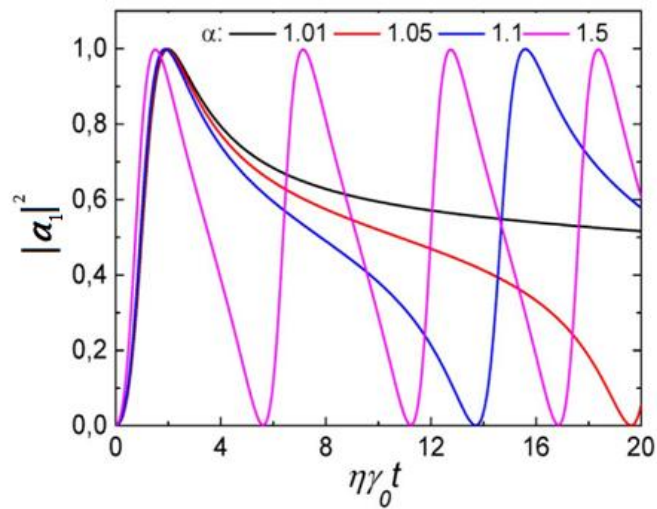
Կանխատեսելի է, որ քննարկվող էֆեկտը ավելի փոքր էֆեկտիվությամբ տեղի կունենա նաև այն դեպքում, երբ ԿՄԳ-ի արձագանքի իրական մասը հավասար չէ զրոյի (ցրված դաշտի լարվածության կեղծ մասը բացասական է, բայց փուլի փոփոխությունը տարբեր է $-\pi/2$ -ից): Ընդհանուր առմամբ, ԿՄԳ-ի արձագանքի իրական մասի ոչ զրոյական լինելը ընդամենը կփոխի ՔԴԾ-ի ռեզոնանսային հաճախությունը [105]: Ինչևէ, մետաղական կառուցվածքից տարբեր փուլերով ցրված դաշտի ազդեցության խնդրին ավելի մանրամասն կանդրադառնանք հաջորդ պարագրաֆում:



Նկ. 2.3.3 ՔԴԾ-ն գրգռված վիճակում հայտնաբերելու հավանականության ժամանակային կախվածությունը՝ ՔԴԾ-ԿՄԳ կապի և ՔԴԾ-արտաքին դաշտ կապի տարբեր հարաբերակցությունների դեպքում, մղման թույլ դաշտերի համար ($\alpha < 1$):

Ինչ վերաբերում է ԿՄԳ-ի շնորհիվ լոկալ դաշտի ուժեղացման գործակցին (A_0), ապա $-\pi/2$ փուլի շեղման դեպքում, այն մոտավորապես երկու անգամ ավելի փոքր է իր մաքսիմալ արժեքից (նկ. 2.3.1), որովհետև, ինչպես արդեն նշել ենք, մենք աշխատում ենք պլազմոնային ռեզոնանսի սահմաններից դուրս: (2.3.6) հավասարումներից հետևում է, որ α պարամետրը մեծ ուժեղացման դեպքում դառնում է A_0 -ից անկախ: Միևնույն ժամանակ, անցման ժամանակային հաստատունը՝ $\mu^{-1} = (\eta\gamma_0)^{-1}$ ուղիղ

համեմատական է ՔԴՃ-ԿՄԳ հեռավորության խորանարդին և հակադարձ համեմատական է A_0 -ին (բանաձև (2.3.6)), մինչդեռ էլեկտրաստատիկ մոտավորության սահմաններում, ԿՄԳ-ի արձագանքը կախված չէ ՔԴՃ-ՄՆՄ հեռավորությունից [104]:



Նկ 2.3.4 ՔԴՃ-ն գրգռված վիճակում հայտնաբերելու հավանականության ժամանակային կախվածությունը՝ ՔԴՃ-ԿՄԳ կապի և ՔԴՃ-արտաքին դաշտ կապի տարբեր հարաբերակցությունների դեպքում, մղման ուժեղ դաշտերի համար ($\alpha > 1$):

Այս համատեքստում, եթե անհրաժեշտ է արագացնել անցման պրոցեսը, ապա գերադասելի է ՔԴՃ-ն բավականաչափ մոտ տեղադրել ԿՄԳ-ին, բայց ոչ շատ մոտ, այնպես որ ֆլուորեսցենցիայի մարումները ի հայտ չգան:

Երբ մեծացվում է արտաքին դաշտի ինտենսիվությունը, բնական է, որ ՔԴՃ-ի կապը արտաքին դաշտի հետ ավելի էական է դառնում, քան ՔԴՃ-ԿՄԳ կապը ($\alpha > 1$): Այս դեպքում համակարգում ի հայտ են գալիս շատ ավելի փոքր պարբերությամբ Ռաբիի տատանումներ (նկ. 2.3.4): Նկատելի է, որ այս դեպքում Ռաբիի տատանումները էապես տարբերվում են ներդաշնակ տատանումներից, ինչը նշանակում է, որ ի հայտ են եկել Ռաբիի հաճախության բարձր հարմոնիկներ: Այստեղ ԿՄԳ-ի արձագանքը (նշված բոլոր դեպքերում) արագացնում է ՔԴՃ-ի անցումը հիմնական վիճակից գրգռված վիճակին, և դանդաղեցնում հետ անցումը դեպի հիմնական վիճակ: Ակնհայտ է, որ սա արդյունք է ԿՄԳ-ի արձագանքի փուլի $-\pi/2$ -ով շեղման:

Կիրառության ակնարկ

Դիտարկվող համակարգի վարքի առանձնահատկությունները կարելի է օգտագործել լումինեսցենտային ափկոնվերսիայի էֆեկտիվությունը բարձրացնելու համար: Նկ. 2.3.3-ում բերված արդյունքներից պարզ է դառնում, որ որոշակի պայմաններում ՔԴՃ-ի գրգռված վիճակի կյանքի տևողությունը ԿՄԳ-ի ազդեցությամբ էապես մեծանում է, ինչը կարելի է իրացնել ԱԷՓ-ի համար՝ ճնշելով ստորին (ոչ հիմնական) մակարդակի ռելաքսացման ուղին (սրանով կմեծանա էներգիայի փոխանցման հավանականությունը): Այստեղ ևս մեկ անգամ ընդգծենք, որ մետաղական նանոկառուցվածքի արձագանքի փուլը հաճախակախյալ է, մանավանդ ռեզոնանսի շրջակայքում: Հետևաբար, փուլի շեղումը կարող է լինել $-\pi/2$ միայն զգայունացնող էլեմենտի անցման հաճախության համար, միևնույն ժամանակ ամենևին տարբեր մնալով ափկոնվերսող իոնի անցման հաճախությունից (ափկոնվերսված լույսի հաճախությունից): Ընդհանուր առմամբ, եթե զգայունացնող էլեմենտի համար բարենպաստ պայմաններ ապահովվելուն զուգահեռ ստացվի այնպես, որ ափկոնվերսիայի հաճախության համար մետաղական նանոկառուցվածքի արձագանքի փուլային շեղումը $+\pi/2$ լինի, ապա սա հավելյալ գործոն կդառնա, որը կնպաստի ափկոնվերսիայի էֆեկտիվության բարձրացմանը (այս փուլային շեղման դեպքում նանոկառուցվածքը արագացնում է համակարգի անցումը գրգռված վիճակից՝ հիմնականին. տե՛ս բանաձևեր 1.3.8, 1.3.9 և նկ. 1.3.2):

Մեկ անգամ ևս անդրադառնանք Yb^{3+} – Er^{3+} զույգով իրականացվող ափկոնվերսիային (այստեղ ափկոնվերսող իոնը Er^{3+} -ն է, իսկ Yb^{3+} -ը հանդես է գալիս որպես զգայունացնող էլեմենտ) և մասնավորաբար, դիտարկենք ԿՄԳ-ի դերը այդ պրոցեսում: Er^{3+} իոնի էերգետիկ մակարդակների կառուցվածքը բերված է նկ. 2.1.2-ում, իսկ Yb^{3+} -ի մասին գաղափար կարելի է կազմել 2.1.4 և 2.1.5 նկարներից: ԿՄԳ-ի դերը հասկանալու համար ուշադրություն դարձնենք նկ. 2.3.1-ին, որտեղ բերված է ԿՄԳ-ից ցրված դաշտի ամպլիտուդի փուլի կախումը ալիքի երկարությունից: Համեմատելով 2.3.1 և 2.1.2 նկարները հեշտ է նկատել, որ Yb^{3+} իոնի կլանման գծին համապատասխանող հաճախության դեպքում ԿՄԳ-ի ուժեղացված արձագանքի

փուլային շեղումը $-\pi/2$ է, մինչդեռ Er^{3+} իոնի ափսոսվերսված ճառագայթման հաճախության համար այն մոտ է $+\pi/2$ -ին. սա նշանակում է, որ ԿՄԳ-ով ուժեղացված արձագանքը ի նպաստ է գործում $Yb^{3+}-Er^{3+}$ իոնների միջև ԱԷՓ պրոցեսին, միևնույն ժամանակ բարձրացնելով Er^{3+} իոնի ճառագայթման էֆեկտիվությունը (տե՛ս պարագրաֆներ 1.3 և 1.4), այսպիսով ավելի բարելավելով լումինեսցենտային ափսոսվերսիայի ընդհանուր էֆեկտիվությունը: Այնուամենայնիվ մեր դիտարկումը ավելի ընդհանրական է և կիրառելի ամենատարբեր նանոկառուցվածքների համար՝ արձագանքի տարատեսակ ամպլիտուդային և փուլային սպեկտրերով:

2.4. Մետաղական նանոկառուցվածքի հետ կապված քվանտային ճառագայթչի վարքը արտաքին ռեզոնանսային դաշտի ազդեցությամբ

ՔԴՃ-ՄՆԿ համակարգում ի հայտ եկող ամենաքննարկվող երևույթներից մեկը՝ ֆլուորեսցենցիայի արագության փոփոխությունը բացատրվում է, հիմնականում, լոկալ դաշտերի ուժեղացմամբ, սակայն, նախորդ պարագրաֆում ցույց տվեցինք, որ ՄՆԿ-ի արձագանքի փուլի դերը նշված պրոցեսներում ամենևին արհամարհելի չէ: Ավելին՝ երբ որպես ՄՆԿ վերցնում ենք ԿՄԳ և դիտարկում ենք հաճախությունների այնպիսի տիրույթ, որտեղ վերջինի արձագանքի փուլը շեղված է $-\pi/2$ ($3\pi/2$)-ով (այս դեպքում ՔԴՃ-ԿՄԳ կապը ռեզոնանսային չէ), ապա արտաքին մղման դաշտում գտնվող ՔԴՃ-ՄՆԿ համակարգի վարքը էապես տարբերվում է ռեզոնանսորեն կապված համակարգից: Այս պարագայում գրգռված ՔԴՃ-ն անցնում է կայուն սուպերպոզիցիոն վիճակի (գրգռված և հիմնական վիճակների), որտեղ գրգռված վիճակի հավանականությունը մոտ է մեկին: Այսինքն ՄՆԿ-ի արձագանքի փուլը ևս մի նշանակալի գործոն է ՔԴՃ-ՄՆԿ համակարգում, որը ուսումնասիրման կարիք ունի:

Խնդիրը ավելի ընդհանրական դարձնելու համար ՄՆԿ-ի երկրաչափությունը և կոնֆիգուրացիան չենք հստակեցնի և փուլի շեղման համար կօգտագործենք $[0, 2\pi]$ միջակայքում տարբեր արժեքներ: Հաշվարկների ընթացքում հաշվի կառնենք նաև համակարգի ռելաքսացիոն պրոցեսները, ինչի շնորհիվ էլ զերծ կմնանք վարքի դիտարկման նախկինում արված ժամանակային սահմանափակումներից:

Այսպիսով, դիտարկենք ՄՆԿ-ից և դրա շրջակայքում տեղակայված երկմակարդակի ՔԴՃ-ից կազմված համակարգ [37, 106]: Ամբողջ համակարգը արտաքին էլեկտրամագնիսական ճառագայթման ազդեցության տակ է, որի հաճախականությունը համընկնում է ՔԴՃ-ի անցման հաճախականության հետ: ՔԴՃ-ի ալիքային ֆունկցիան ներկայացնենք դրա երկու վիճակների սուպերպոզիցիայի տեսքով (ինչպես արդեն արել ենք Գլուխ 1-ում)՝

$$\Psi(t) = a_0(t)\psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar}E_0 t} + a_1(t)\psi_1 e^{-\frac{i}{\hbar}E_1 t} : \quad (2.4.1)$$

Որտեղ ψ_1 -ը և ψ_0 -ը հանդիսանում են ՔԴՃ-ի համապատասխանաբար գրգռված և հանգստի վիճակի ալիքային ֆունկցիաները՝ E_1 և E_0 էներգիաներով, իսկ, $a_1(t)$ -ը և $a_0(t)$ -ը՝ այդ վիճակներին համապատասխանող, ժամանակից կախված հավանականության ամպլիտուդներ են: Հետևաբար, ՔԴՃ-ի դիպոլային մոմենտի համար կգրենք.

$$\vec{D}(t) = a_1 a_0^* \vec{d}_{10} e^{-i\omega_{10} t} + a_1^* a_0 \vec{d}_{10}^* e^{i\omega_{10} t} : \quad (2.4.2)$$

Այստեղ $\vec{d}_{10} = \int \psi_1(e\vec{r})\psi_0 dV$ -ը անցման դիպոլային մոմենտն է, $\hbar\omega_{10} = E_1 - E_0$ ՝ անցման էներգիան: Արտաքին ռեզոնանսային դաշտը կարող է ներկայացվել որպես՝

$$\vec{E}_{\text{ext}} = \vec{E}_0 e^{-i\omega_{10} t} + \vec{E}_0^* e^{i\omega_{10} t} . \quad (2.4.3)$$

Ենթադրենք, ճառագայթման ալիքի երկարությունը զգալիորեն մեծ է, քան ՔԴՃ-ի և ՄՆԿ-ի միջև հեռավորությունը, որն իր հերթին, շատ ավելի մեծ է քան ՄՆԿ-ի գծային չափերը: Այսինքն էլի գործ ունենք էլեկտրաստատիկ մոտավորության հետ, որի սահմաններում արտաքին էլեկտրական դաշտը, ինչպես նաև ՄՆԿ-ի շուրջ ՔԴՃ-ի կողմից ստեղծված դաշտը կարելի է համարել համասեռ և ՄՆԿ-ի վրա ազդող համազոր դաշտի համար գրել՝

$$\vec{E}_{\text{tot}} = \vec{E}_{\text{ext}} + \frac{\vec{D}}{4\pi\epsilon_0\epsilon_m R^3} . \quad (2.4.4)$$

Այստեղ ϵ_0 և ϵ_m -ը, համապատասխանաբար, վակուումի և համակարգը շրջապատող միջավայրի հարաբերական դիէլեկտրական թափանցելիություններն են: Ընդհանուր դեպքում, ՄՆԿ-ի արձագանքը որոշվում է, հաշվի առնելով արտաքին դաշտի ազդեցությունը, ինչպես նաև ՄՆԿ-ում ԼՄՊ-ի ռելաքսացիոն գործընթացները:

Այնուամենայնիվ, ՄՆԿ-ի ազատ էլեկտրոնների տատանումներով պայմանավորված ԼՄՊ-ի ռեզոնանսային գրգռումը կարելի է դիտարկել իբրև դասական հոսանքի տատանումներ, քանի որ ազատ էլեկտրոնների քանակը բավական մեծ է ($\sim 100 \text{ նմ}^{-3}$), և դրանց էներգետիկ սպեկտրը կարելի է համարել անընդհատ: Ինչպես արդեն նշել ենք Գլուխ 1-ում, դասական հոսանքները գեներացնում են քվանտային կոհերենտ վիճակներ, հետևաբար, այս շարադրանքում ևս, ԼՄՊ-ն կնկարագրենք քվանտային կոհերենտ վիճակներով (ինչպես արդեն ասվել է, այս ներկայացմամբ քվադրասական և քվանտային մոտեցումների արդյունքները հանգույն են): Ի լրումն, ԼՄՊ-ի ռելաքսացման արագությունը ավելի քան հինգ կարգով մեծ է, քան ՔԴՃ-ի սպոնտան ռելաքսացիայի արագությունը, ուստի նույնիսկ համեմատաբար ուժեղ կապված ՔԴՃ-ՄՆԿ համակարգերի համար ամբողջ համակարգի ռելաքսացիան ավելի դանդաղ է, քան ԼՄՊ-ինը, ինչը թույլ է տալիս անտեսել ԼՄՊ-ի վարքը և ՄՆԿ-ի արծագանքը համարել ակնթարթային:

ՔԴՃ-ի վրա ազդող դաշտը երեք բաղադրիչների համադրում է՝ արտաքին մղման դաշտի, դրա՝ ՄՆԿ-ից ցրված մասի և ՄՆԿ-ից ՔԴՃ-ի դաշտի արծագանքի՝

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega_0 t} + A \left(\vec{E}_0 e^{-i\omega_0 t} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_m R^3} a_1 a_0^* \vec{d}_{10} e^{-i\omega_0 t} \right) + c. c.: \quad (2.4.5)$$

Այստեղ $A = A_r + iA_i = A_0 e^{i\varphi}$, $A_0 > 0$ պարամետրը բնութագրում է ՄՆԿ-ի ուժեղացված արծագանքը:

Ինչպես արդեն նշեցինք, այս խնդրի լուծման ընթացքում մտադրված ենք հաշվի առնել նաև ՔԴՃ-ի ռելաքսացիան, հետևաբար նպատակահարմար է օգտվել խտության մատրիցի ֆորմալիզմից (Գլուխ 1):

Այսպիսով, օգտագործելով (2.4.5) արտահայտությամբ տրված դաշտում գտնվող երկմակարդականի համակարգի համար գրված ժամանակից կախված Շրոդինգերի հավասարումը, մի քանի ստանդարտ ձևափոխություններից հետո (այդ թվում պտտվող դաշտի մոտավորության կիրառմամբ) խտության մատրիցի էլեմենտների համար կստանանք՝

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = -2A_i \mu \rho_{11} \rho_{00} + i(\beta(1+A)\rho_{01} - \beta^*(1+A^*)\rho_{10}),$$

$$\frac{d\rho_{10}}{dt} = iA\mu\rho_{10}(\rho_{00} - \rho_{11}) + i(1+A)\beta(\rho_{00} - \rho_{11}), \quad (2.4.6)$$

$$\rho_{11} + \rho_{00} = 1, \quad \rho_{10} = \rho_{01}^*,$$

որտեղ

$$\mu = \frac{|\vec{d}_{10}|^2}{4\pi\hbar\epsilon_0\epsilon_m R^3}, \quad \beta = \frac{\vec{E}_0 \vec{d}_{10}^*}{\hbar}. \quad (2.4.7)$$

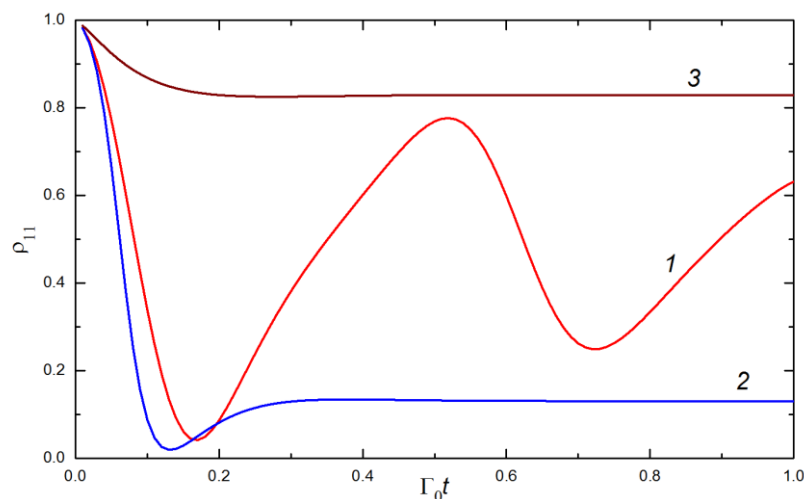
Այստեղ μ և β պարամետրերը սահմանում են, համապատասխանաբար, ՔԴՃ-ի դաշտը ՄՆԿ-ի շրջակայքում (այսինքն ՔԴՃ-ի ինքնազդեցությունը որոշվում է այս մեծությամբ) և ՔԴՃ-ի վրա արտաքին մղման դաշտի ազդեցությունը: Ինչպես երևում է (2.4.7) նշանակումներից, β -ն կախված է նաև արտաքին ռեզոնանսային դաշտի բևեռացումից և առավելագույն էֆեկտիվությամբ փոխազդեցություն ունենալու համար, անհրաժեշտ է, որ արտաքին դաշտը բևեռացված լինի ՔԴՃ-ի դիպոլային մոմենտի երկայնքով: Նկատենք, որ (2.4.6) հավասարումներում կորուստները նկարագրող անդամներ չկան, ինչը մի շարք սահմանափակումների պատճառ է դառնում, այդ հանգամանքից ելնելով, դրանցում ներմուծենք ռելաքսացիոն անդամներ՝ Բլոխի օպտիկական հավասարումների նմանությամբ՝

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{11}}{dt} &= -2A_1\mu\rho_{11}\rho_{00} + i(\beta(1+A)\rho_{01} - \beta^*(1+A^*)\rho_{10}) - \Gamma_0\rho_{11}, \\ \frac{d\rho_{10}}{dt} &= iA\mu\rho_{10}(\rho_{00} - \rho_{11}) + i(1+A)\beta(\rho_{00} - \rho_{11}) - \frac{\Gamma_0}{2}\rho_{10}, \\ \rho_{11} + \rho_{00} &= 1, \quad \rho_{10} = \rho_{01}^*, \end{aligned} \quad (2.4.8)$$

Այստեղ մարումները պայմանավորված են Γ_0 գործոնով: Նշենք, որ ՄՆԿ-ի ուժեղացված արձագանքի իրական մասը պարզապես $A_1\mu$ -ով շեղում է ռեզոնանսային հաճախությունը [105]:

Ի տարբերություն անկորուստ դեպքի, այլևս, հնարավոր չէ (2.4.8) հավասարումների լուծումների համար անալիտիկ արտահայտություններ ստանալ, այդ իսկ պատճառով, հավասարումները լուծվել են թվային մեթոդներով: Ներմուծենք մի կարևոր պարամետր՝ $\alpha = |\beta|/\mu$, որով որոշվում է ՔԴՃ-ի՝ արտաքին դաշտի և ՄՆԿ-ից իր արձագանքի հետ փոխազդեցությունների արդյունավետության հարաբերակցությունը: Մենք առավելապես հետաքրքրված ենք արտաքին թույլ

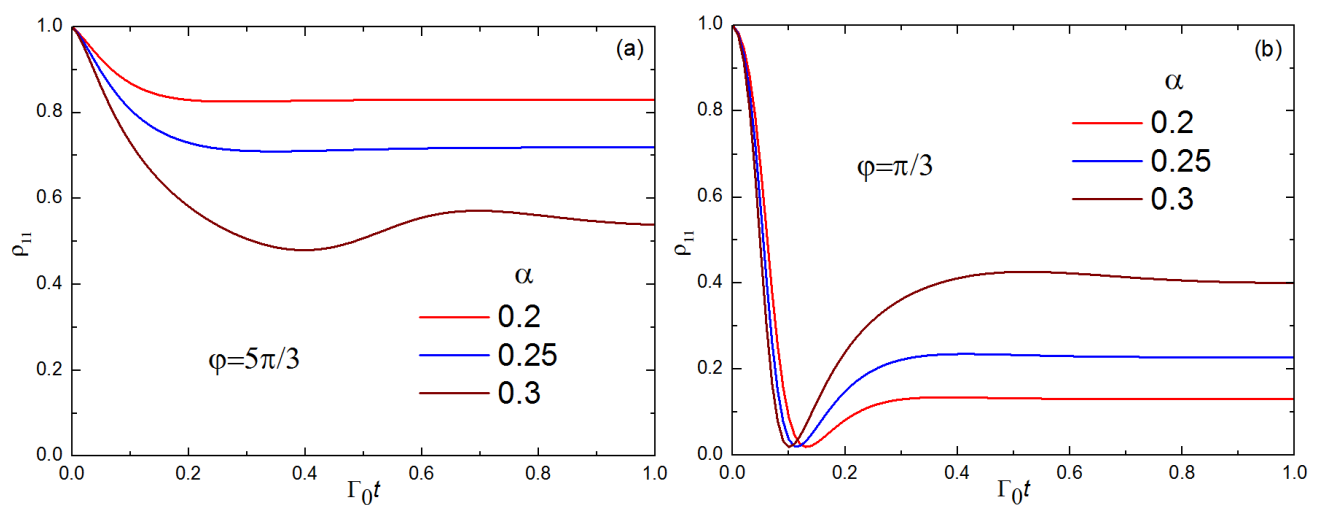
դաշտերի ռեժիմում իրականացող գործընթացներով ($\alpha < 1$): Ենթադրենք, ՄՆԿ-ից արձագանքված դաշտը չի ուժեղացվել, այսինքն՝ $A_0 = 1$: Դիտարկենք ՔԴՃ-ի վարքը ֆիքսված α -ի դեպքում, որտեղ, փաստորեն, հիմնական դերը վերապահված է ՄՆԿ-ից արձագանքված դաշտի փուլին: Նկ. 2.4.1 – ում ցույց է տրված $\alpha = 0.2$ արժեքի դեպքում $\rho_{11}(t)$ կախվածությունները՝ ՄՆԿ-ի արձագանքի փուլի տարբեր արժեքների դեպքում: Փուլի փոքր շեղման դեպքում ($\pi/12$), դիտվում են բարձր հարմոնիկների աննշան առկայությամբ Ռաբիի տատանումներ: Երբ փուլի շեղումը հավասար է $\pi/3$ -ի, ՔԴՃ-ն գրգռված վիճակից արագ անցնում է հիմնական վիճակ, որից հետո անցում է կատարում կայուն սուպերպոզիցիոն վիճակ՝ գրգռված վիճակում գտնվելու շատ փոքր հավանականությամբ: $5\pi/3$ – ով փուլի շեղման դեպքում, համակարգը անցնում է կայուն սուպերպոզիցիոն վիճակի, որտեղ գրգռված վիճակում լինելու հավանականությունը բավական բարձր է:



Նկ. 2.4.1 ρ_{11} -ի՝ Γ_0 մեծությամբ նորմավորված ժամանակային կախվածությունը, արտաքին դաշտի ֆիքսված ինտենսիվության դեպքում ($\alpha = 0.2$), ՄՆԿ-ի արձագանքի տարբեր փուլերի դեպքում՝ 1 – $\varphi = \pi/12$, 2 – $\pi/3$ և 3 – $5\pi/3$.

Այժմ դիտարկենք արտաքին ռեզոնանսային դաշտի մեծության ազդեցությունը ՔԴՃ-ի վարքի վրա: ρ_{11} -ի ժամանակային կախվածության կորերը α – ի մի քանի արժեքների և ՄՆԿ-ի արձագանքի երկու տարբեր փուլային շեղումների համար

$\left(\varphi = \frac{\pi}{3}, \frac{5\pi}{3}\right)$ ներկայացված են նկ. 2.4.2 – ում: Ինչպես երևում է նկ. 2.4.2 a – ից, փուլի $5\pi/3$ շեղման դեպքում, համակարգը դանդաղ անցնում է սուպերպոզիցիոն վիճակի, որտեղ գրգռված վիճակում գտնվելու հավանականությունը բավական մեծ է, սակայն, արտաքին մղման դաշտի ինտենսիվության աճին զուգընթաց, այդ հավանականությունը փոքրանում է և որոշակի արժեքից սկսած, համակարգը անցում է կատարում Ռաբիի ոչ սիմետրիկ տատանումների ռեժիմ:



Նկ. 2.4.2 ρ_{11} -ի՝ Γ_0 մեծությամբ նորմավորված ժամանակային կախվածությունը, ՄՆԿ-ից երկու տարբեր փուլային արձագանքների դեքում՝ արտաքին դաշտի տարբեր ինտենսիվությունների համար:

Փուլի՝ $\pi/3$ -ով շեղման դեպքում (նկ. 2.4.2 b), համակարգը արագորեն անցնում է գրգռված վիճակից դեպի հիմնական վիճակ, որին հաջորդում է դանդաղ անցում կայուն սուպերպոզիցիոն վիճակի, ուր ՔԴՃ-ի գրգռված վիճակում գտնվելու հավանականությունը շատ փոքր է: Նշենք, որ, ի տարբերություն նախորդ դեպքի, այստեղ α -ի աճին զուգահեռ, գրգռված վիճակում գտնվելու հավանականությունը մեծանում է, բայց այնուամենայնիվ որոշակի արժեքից սկսած, համակարգը էլի անցնում է Ռաբիի տատանումների ռեժիմին: Ռաբիի տատանումների հաճախությունը և սպեկտրը հիմնականում որոշվում են ՄՆԿ-ի փուլային արձագանքով, սակայն

արտաքին մղման դաշտի ինտենսիվության մեծացման արդյունքում փուլի ազդեցությունը նվազում է:

Կատարված վերլուծությունը երևան է բերում ՄՆԿ-ի օգնությամբ ՔԴԾ-ի վարքի վերահսկման նոր հնարավորություն: Ստացվում է, որ բացի լոկալ դաշտերի ուժեղացումից, որին առանցքային դեր է վերագրվում, ՄՆԿ-ի արձագանքի փուլային շեղումը նույնպես զգալիորեն ազդում է այդ գործընթացների վրա: Որոշակի պայմաններում այն կարող է ինչպես արագացնել, այնպես էլ հապաղել ՔԴԾ-ի անցումը գրգռված վիճակից հիմնականին: Այդ ազդեցությունը հատկապես ցցուն է հարաբերականորեն փոքր ինտենսիվությամբ արտաքին մղման դաշտերի դեպքում:

Ամփոփելով՝ թվային հաշվարկների ընթացքում հաշվի ենք առել ՔԴԾ-ի սպոնտան ռելաքսացիայի ազդեցությունը և դիտակել ենք ՄՆԿ-ի արձագանքի փուլային շեղման լայն տիրույթ: Թույլ մղման դեպքում ՄՆԿ-ի արձագանքի փուլային շեղումը առանցքային նշանակություն ունի ՔԴԾ-ի վարքի համար: $\pi/2$ -ին մոտ փուլային շեղումների դեպքում գրգռված ՔԴԾ-ն արագ անցում է կատարում հիմնական վիճակ, ապա դանդաղ անցնում է կայուն սուպերպոզիցիոն վիճակի, որտեղ գրգռված վիճակում գտնվելու հավանականությունը փոքր է: Արտաքին դաշտի անփոփոխ ինտենսիվության պայմաններում այդ հավանականությունը կախված է փուլից՝ ինչքան փուլը մոտ է $\pi/2$ -ին, այդքան ավելի փոքր է գրգռված վիճակում գտնվելու հավանականությունը: $3\pi/2$ -ին մոտ փուլային շեղումների դեպքում, համակարգը ռելաքսացվում է կայուն սուպերպոզիցիոն վիճակի, որտեղ ՔԴԾ-ին գրգռված վիճակում հայտնաբերելու հավանականությունը բավական բարձր է: ՔԴԾ-ի վարքը որոշվում է նաև արտաքին դաշտի ինտենսիվությամբ՝ վերջինի մեծացման արդյունքում (ինչ որ շեմային արժեքից սկսած) համակարգը մտնում է Ռաբիի ասիմետրիկ տատանումների ռեժիմ, որտեղ ասիմետրիան նույնպես որոշվում է ՄՆԿ-ի փուլային արձագանքով:

Ինչպես նշեցինք նախորդ պարագրաֆի վերջում, ՔԴԾ-ի գրգռված վիճակի կյանքի տևողության մեծացման արդյունքում դիտարկվող կառուցվածքները կբարձրացնեն այնպիսի գործընթացների արդյունավետությունը, ինչպիսիք են Ռամանյան ցրումները կամ լյումինեսցենտային ափսոնվերսիան:

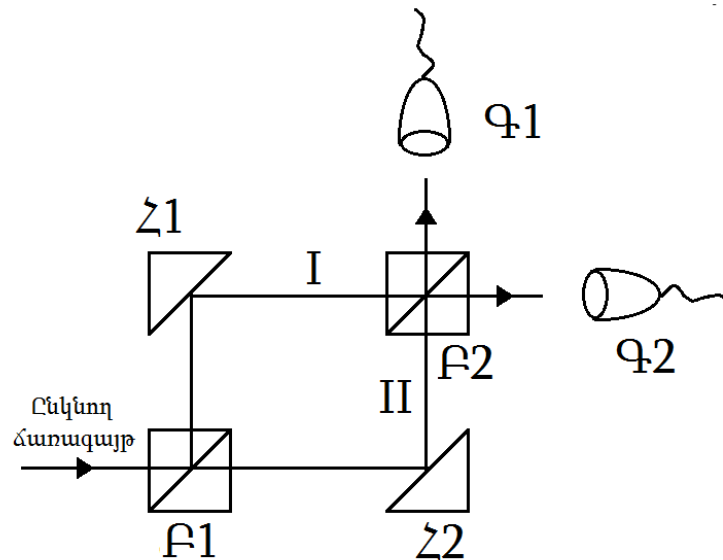
ԳԼՈՒԽ 3. ՄԵՏԱՂԱԿԱՆ ՆԱՆՈՄԱՍՆԻԿՈՎ ԿԱՊՎԱԾ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԴԻՊՈԼԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹԻՉՆԵՐԸ ԱՐՏԱՔԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

3.1. Քվանտային բիթերի խճճվածությունը

Արդեն առիթ ենք ունեցել նշելու (Գլուխ 1), որ եթե $|\psi_1\rangle$ -ը և $|\psi_2\rangle$ -ը որևէ քվանտային համակարգի հնարավոր վիճակներ են, ապա $\alpha|\psi_1\rangle + \beta|\psi_2\rangle$ -ն, որտեղ α -ն և β -ն հաստատուններ են, նույնպես հանդիսանում է այդ համակարգի հնարավոր վիճակ: Սա ոչ այլ ինչ է քան սուպերպոզիցիայի սկզբունքը քվանտային մեխանիկայում: Ինքնին սուպերպոզիցիայի սկզբունքը, անշուշտ, հատուկ չէ միայն քվանտային մեխանիկային. դասական ֆիզիկայում, օրինակ, եթե L երկարությամբ լարի երկու հնարավոր շեղումները նկարագրվում են $f(x)$ և $g(x)$ ֆունկցիաներով ($f(0) = f(L) = g(0) = g(L) = 0$), ապա վերջինների սուպերպոզիցիան՝ $\alpha f(x) + \beta g(x)$ նույնպես նկարագրում է լարի հնարավոր շեղում: Այնուամենայնիվ քվանտային մեխանիկայում հետաքրքրական է սուպերպոզիցիայի մեկնաբանությունը, որը էապես տարբերվում է դասական մեկնաբանությունից: Լարի դեպքում, $\alpha f(x) + \beta g(x)$ «վիճակը» $f(x)$ և $g(x)$ վիճակներից ամենևին տարբերվում է՝ տեսքով, մեխանիկական դեֆորմացիաների էներգիայով ևն. քվանտային տեսության պարագայում, $\alpha|\psi_1\rangle + \beta|\psi_2\rangle$ վիճակը ի հայտ է գալիս մերթ $|\psi_1\rangle$ վիճակի, մերթ $|\psi_2\rangle$ վիճակի հատկություններով: Պատկերացումներն ավելի առարկայական դարձնելու համար բերենք փորձի մի օրինակ, որ հիմնված է Մախ-Յենդերի ինտերֆերոմետրի վրա (նկ 3.1.1):

Ինչպես երևում է նկ. 3.1.1-ից, ընկնող ճառագայթը $P1$ փնջի բաժանիչի շնորհիվ բաժանվում է երկու՝ նույն ինտենսիվությամբ ճառագայթի, որոնք անդրադառնալով համապատասխանաբար $\angle 1$ և $\angle 2$ հայելիներից, վերամիավորվում են $P2$ բաժանիչում և շարունակում են ընթացքը դեպի $Գ1$ և $Գ2$ ֆոտոններ գրանցող սարքերը: $P1$ և $P2$ բաժանիչների ու $\angle 1$ և $\angle 2$ հայելիների որոշակի դասավորության պարագայում հնարավոր է հասնել նրան, ճշ-ում վերամիավորվելով փունջը շարունակի ընթանալ միայն $Գ1$ -ի ուղղությամբ: Սա նշանակում է, որ նկ. 3.1.1-ում $P2$ -ից հետո դեպի վեր

ընթացող փնջում Հ1-ից եկած (I ճառագայթ) և անդրադարձած ու Հ2-ից եկած (II ճառագայթ) և անցած ճառագայթները ինտերֆերենցի արդյունքում պիտի գումարվեն, իսկ Հ2-ից եկած և անդրադարձած ու Հ1-ից եկած և անցած ճառագայթները պիտի հանվեն:



Նկ 3.1.1 Մախ–Ցենդերի ինտերֆերոմետրի սխեմատիկ պատկերը՝ Հ1, Հ2– փնջի ճյուղավորիչներ, Հ1, Հ2– հայելիներ, Գ1, Գ2– գրանցող սարքեր:

Այս տրամաբանությամբ, ճառագայթային փնջերը պատկերացնենք իբրև հերթագայող ֆոտոնների հոսք (միաժամանակ ուղարկվում է միայն մեկ ֆոտոն): Այս պարագայում անիմաստ է խոսել երկու ֆոտոնների ինտերֆերենցի մասին, քանի որ կստացվի, որ Գ2–ի ուղղությամբ ֆոտոնները պիտի իրար չեզոքացնեն, ինչը հակասում է էներգիայի պահպանման օրենքին: Այսպիսով իմաստ ունի խոսել ֆոտոնի ինքն իր հետ ինտերֆերենցի մասին: Ինտերֆերոմետրում, ֆոտոնը գտնվում է միաժամանակ երկու ճյուղերում (համապատասխանաբար I և II), այլ ձևակերպմամբ՝ ֆոտոնը երկու վիճակների սուպերպոզիցիայում է՝ վիճակի, որում ֆոտոնը I ճառագայթում է և վիճակի, որում ֆոտոնը II ճառագայթում է:

Եթե դիտարկենք քվանտային սուպերպոզիցիան երկու մասնիկներից կազմված համակարգում, ապա ի հայտ է գալիս մի երևույթ, որ կոչվում է քվանտային խճճվածություն: Երկու մասնիկների խճճված վիճակները նրանք են, որոնցում անհնար

է խոսել առանձին մասնիկի վիճակների մասին. գոյություն ունի մի ընդհանուր վիճակ, որում երկու մասնիկները կապված են իրար հետ: Այս վիճակը մաթեմատիկորեն նկարագրելու համար դիտարկենք երկու իրար հետ չփոխազդող մասնիկ՝ *մասնիկ 1* և *մասնիկ 2*: Դիցուք մասնիկ 1-ի հնարավոր վիճակներն են՝ $\{|u_1\rangle, |u_2\rangle, \dots\}$ իսկ մասնիկ 2-ինը՝ $\{|v_1\rangle, |v_2\rangle, \dots\}$: Տրամաբանական է ենթադրել, որ այս երկու չփոխազդող մասնիկները ներառող համակարգի վիճակը կորոշվի յուրաքանչյուր մասնիկի վիճակով: Հետևաբար ընդհանուր համակարգի վիճակը կգրենք հետևյալ տեսքով՝

$$|u_i\rangle \otimes |v_j\rangle, \quad i, j \in \mathbb{N}, \quad (3.1.1)$$

$\otimes$ –ով նշված է թենզորական արտադրյալը:

Հետագա դատողությունների պարզության համար ենթադրենք, որ մասնիկները ունեն երկու հնարավոր վիճակ՝ համապատասխանաբար $\{|u_1\rangle, |u_2\rangle\}$ և $\{|v_1\rangle, |v_2\rangle\}$: Ինչպես արդեն բազմիցս նշել ենք, որևէ քվանտային համակարգի հնարավոր վիճակների գծային վերադրումը նույնպես հանդիսանում է այդ համակարգի հնարավոր վիճակ: Օրինակ $\alpha_1|u_1\rangle + \alpha_2|u_2\rangle$ –ը առաջին, իսկ $\beta_1|v_1\rangle + \beta_2|v_2\rangle$ –ը՝ երկրորդ մասնիկի ինչ որ վիճակ է, հետևաբար ընդհանուր համակարգի վիճակը կլինի՝

$$(\alpha_1|u_1\rangle + \alpha_2|u_2\rangle) \otimes (\beta_1|v_1\rangle + \beta_2|v_2\rangle): \quad (3.1.2)$$

Նորից շեշտենք, որ այս արտահայտությամբ տրվող վիճակում ևս համակարգը նկարագրվում է իր առանձին բաղադրիչների (մասնիկ 1 և մասնիկ 2) վիճակների միջոցով, ինչպես (3.1.1)–ում:

Այնուամենայնիվ, օգտագործելով (3.1.1)–ով տրվող վիճակները համակարգի սուպերպոզիցիոն վիճակի համար կարելի է գրել հետևյալ արտահայտությունը՝

$$|u_1\rangle \otimes |v_1\rangle + |u_2\rangle \otimes |v_2\rangle: \quad (3.1.3)$$

Նկատենք, որ (3.1.3)–ը հնարավոր չէ բերել (3.1.2) տեսքի, այսինքն ընդհանուր համակարգի վիճակը այլևս հնարավոր չէ ներկայացնել առանձին մասնիկների վիճակների համադրմամբ: Այս պարագայում ասում են, որ երկու մասնիկից կազմված համակարգը գտնվում է խճճված վիճակում:

Խճճված համակարգերից ամենապարզը՝ մաքուր քվանտային վիճակում գտնվող մի զույգ քյուբիթներից (քվանտային բիթ) կազմված համակարգն է: $1/2$ սպին

ունեցող մասնիկների զույգի սինգլետային վիճակը՝ $\frac{1}{2}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)$, թերևս, ամենահարմար օրինակն է, չնայած կարելի է դիտարկել ավելի ընդհանուր վիճակ ինչպիսին է $\alpha|\uparrow\downarrow\rangle + \beta|\downarrow\uparrow\rangle$ -ը, որը ավելի նվազ խճճված է: [107, 108] աշխատանքներում հեղինակները առաջարկում են երկմասնիկ համակարգի վիճակների խճճվածությունը քանակապես բնութագրել ֆոն Նոյմանի էնթրոպիայի միջոցով, որը սահմանվում է դասական (Շենոնյան) էնթրոպիայի համանմանությամբ՝

$$E(\rho) = -\text{Tr}(\rho \log_2 \rho), \quad (3.1.4)$$

որտեղ ρ -ն (1.2.28) արտահայտությամբ սահմանվող խտության օպերատորն է:

[109] և [110] աշխատանքներում քննարկված են որոշակի համակարգեր և նկարագրված են այն պայմանները, որոնց դեպքում E – ն հավասար է զրոյի, կամ տարբեր է զրոյից, սակայն ընդհանուր դեպքում, նույնիսկ երկու քյուբիթից կազմված համակարգերում E -ի արժեքը անհայտ է, անգամ անիրատեսական է դրան ներկայացնել իբրև ֆունկցիա խտության մատրիցից (տալ դրա տեսքը): Փոխարենը, [111] աշխատանքում առաջարկվում է խճճվածությունը քանակապես նկարագրելու մեկ այլ տարբերակ:

Համակարգի համար ներմուծվում է այսպես կոչված «մոգական բազիս», որը կազմված է հետևյալ չորս վիճակներից՝

$$\begin{aligned} |e_1\rangle &= \frac{1}{2}(|\uparrow\uparrow\rangle + |\downarrow\downarrow\rangle) \\ |e_2\rangle &= \frac{1}{2}i(|\uparrow\uparrow\rangle - |\downarrow\downarrow\rangle) \\ |e_3\rangle &= \frac{1}{2}i(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) \\ |e_4\rangle &= \frac{1}{2}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) \end{aligned} \quad (3.1.5)$$

որտեղ օգտագործված են $\frac{1}{2}$ սպին ունեցող մասնիկի համար ընդունված նշանակումները: Եթե $|\psi\rangle$ մաքուր վիճակը ներկայացված է վերոնշյալ բազիսով հետևյալ կերպ՝ $|\psi\rangle = \sum_i \alpha_i |e_i\rangle$, ապա խճճվածությունը կարելի է նկարագրել α_i գործակիցների միջոցով. սահմանվում է ֆունկցիա՝

$$\mathcal{E}(x) = H\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1-x^2}\right) \quad (3.1.6)$$

որտեղ $0 \leq x \leq 1$ իսկ H -ը այսպես կոչված բինար էնթրոպիայի ֆունկցիան է՝ $H(x) = -(x \log_2 x + (1-x) \log_2 (1-x))$: Այս դեպքում, $|\psi\rangle$ վիճակի խճճվածության համար կարող ենք գրել՝

$$E(\psi) = \mathcal{E}(C(\psi)) \quad (3.1.7)$$

որտեղ C -ն սահմանվում է հետևյալ ձևով՝

$$C(\psi) = \left| \sum_i \alpha_i^2 \right| : \quad (3.1.8)$$

C մեծության նշանակումը գալիս է անգլերեն concurrence բառից: Նկատենք, որ C մեծությունը միարժեքորեն է կապված E -ի հետ և վերջինի նման արժեքներ է ընդունում զրոյից մեկ միջակայքում, այս մեծությունը առանցքային նշանակություն ունի և շատ հաճախ հենց դրա միջոցով են բնութագրում քվանտային համակարգը ուր առկա է խճճվածություն:

3.2. Լոկալիզացված պլազմոնով կապակցված երկու քվանտային բիթերի խճճվածությունը

Ինչպես արդեն նշեցինք, ամենապարզ համակարգերից մեկը, որտեղ դիտվում է քվանտային խճճվածություն, երկու քվանտային բիթերից բաղկացած համակարգն է: Չնայած քվանտային խճճվածությունն էապես ուսումնասիրված ոլորտ է [2, 112-115], այնուամենայնիվ, խճճված վիճակի ձևավորման ընթացքում անցումային պրոցեսների տևողության կրճատման խնդիրը համեմատաբար ավելի քիչ ուշադրության է արժանացել: Միաժամանակ, անցումային պրոցեսների ղեկավարումը և արագացումը քվանտային ինֆորմացիայի մշակման գործում առանցքային դեր ունի և շատ հեռանկարային ուղղություն է: Հարկ է նշել, որ խճճված վիճակի ձևավորումը կարելի է արագացնել Պարսելի էֆեկտի շնորհիվ, կամ օգտագործել գերճառագայթող տրիպլետային վիճակներ [2]:

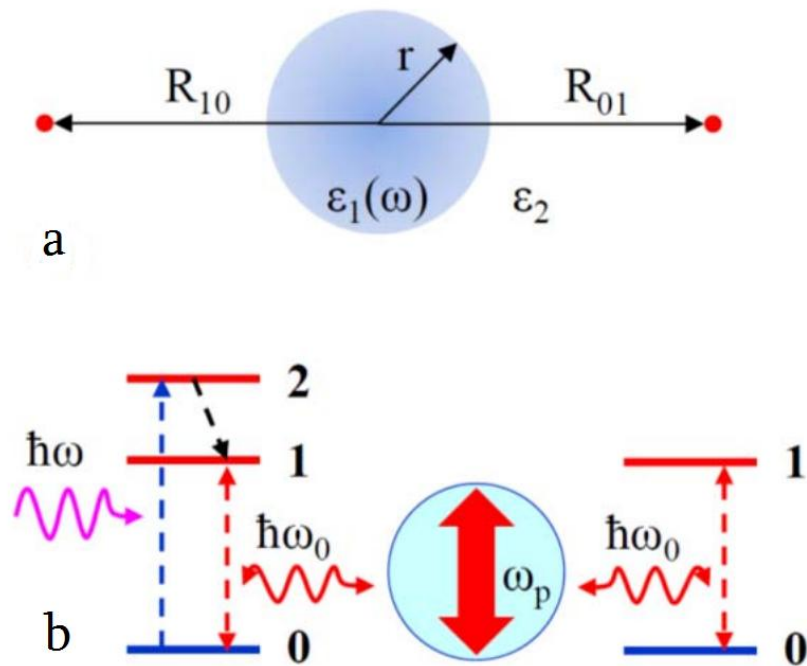
Տեսականորեն ուսումնասիրված են համակարգեր, որոնցում խճճված վիճակները ձևավորվում են պլազմոնային կառուցվածքներով [2, 42], օրինակ, միաչափ

ալիքատարների մակերևութային պլազմոն-պոլարիտոններով կապակցված քյուբիթ-քյուբիթ համակարգերը:

[42] աշխատանքում, առաջարկվում է սուպերպոզիցիոն վիճակի ձևավորման բնութագրական ժամանակը նվազեցնելու համար օգտագործել գերարագ արձագանքով ռեզոնանսային տարրեր: Դիտարկված մոդելը իրենից ներկայացնում է երկու նույնական ՔԴ, որոնք կապակցված են ՄՆՄ-ի միջոցով: Համակարգը ունի հետևյալ բնութագրերը՝ ՄՆՄ-ում ԼՄՊ-ի ռելաքսացման արագությունը շատ անգամ ավելի մեծ է քան ՔԴ-ի սպոնտան անցման արագությունը (տարաբերությունը հասնում է ընդհուպ հինգ կարգի): Այս պատճառով, եթե անգամ ՔԴ-ՄՆՄ կապը բավականաչափ ուժեղ է, այնուամենայնիվ ՔԴ-ՄՆՄ-ՔԴ համակարգի անցումային բնութագրական ժամանակը շատ ավելի մեծ է, քան ԼՄՊ-ի ռելաքսացման ժամանակը, ինչի շնորհիվ ՄՆՄ-ի արձագանքը համարվում է ակնթարթային (անտեսվում է ԼՄՊ-ի ռելաքսացման ընթացքը): Այստեղ անտեսվում է նաև ՔԴ-ի ռելաքսացման ընթացքը, այսինքն ենթադրվում է, որ ՔԴ-ՄՆՄ-ՔԴ կապը բավականաչափ ուժեղ է, որ համակարգի ռելաքսացման ընթացքը ավելի արագ լինի քան մեկուսացված ՔԴ-ինը: ՄՆՄ-ն դիտարկվում է, որպես ՔԴ-ՄՆՄ-ՔԴ համակարգի անտենա, հաշվի առնելով, որ ՄՆՄ-ում ԼՄՊ գրգռվում է ՔԴ-ի անցման դիպոլային մոմենտի շնորհիվ, ենթադրվում է, որ վերջինը մի կարգով ավելի փոքր է քան ԼՄՊ-ի դիպոլային մոմենտը: Հաշվարկները արված են կիսադասական մոտավորության սահմաններում՝ ԼՄՊ-ն գրգռող էլեկտրոնների տատանումները դիտարկվում են որպես դասական հոսանքի տատանումներ և նկարագրվում են կոհերենտ վիճակներով:

Դիտարկված ՔԴ-ՄՆՄ-ՔԴ համակարգի կառուցվածքային պատկերը բերված է նկ. 3.2.1-ում և իրենից ներկայացնում է երկու ՔԴ, որոնք տեղակայված են գնդային ՄՆՄ-ի երկու կողմում՝ վերջինի համաչափության առանցքի վրա: ՔԴ-երից մեկը վերցված է եռամակարդակ (գնդից R_o հեռավորության վրա), մյուսը՝ երկմակարդակ (գնդից R_{oi} հեռավորության վրա), այնպես, որ երկմակարդակ ՔԴ-ի հիմնական և գրգռված վիճակները լիովին համապատասխանում են եռամակարդակ ՔԴ-ի հիմնական և առաջին գրգռված վիճակին (նկ. 3.2.1 b): Գլուխ 1-ում նկարագրված պատճառներով այստեղ նույնպես եռամակարդակ ՔԴ է ընտրված

մղման և ռելաքսացման պրոցեսները իրարից տարանջատելու համար, ի սկզբանե, արտաքին մղման միջոցով ՔԴՃ-ն բերվում է 2 գրգռված վիճակին, ապա ոչ ճառագայթային անցման արդյունքում գալիս է 1 գրգռված վիճակ, այդ նույն պահին մյուս ՔԴՃ-ն գտնվում է հանգստի վիճակում: Ենթադրվում է, որ ԼՄՊ-ի ռեզոնանսային ω_0 հաճախությունը համապատասխանում է ՔԴՃ-երի $1 \rightarrow 0$ անցման հաճախությանը:



Նկ. 3.2.1 ՄՆՄ-ի շրջակայքում տեղակայված ՔԴՃ-երի սխեմատիկ պատկերը (a), ՔԴՃ-երի էներգետիկ մակարդակների ու ՄՆՄ-ում գրգռված ԼՄՊ-ի դիագրամներն (b): Nerkararyan, K. V., & Bozhevolnyi, S. I. (2015). *Physical Review B*, 92(4), 045410

Համակարգի ալիքային ֆունկցիան գրվում է հետևյալ ընդհանուր տեսքով՝

$$\Psi(t) = a_{00}(t)\phi_{00}e^{-\frac{i}{\hbar}(E_0+E_0)t} + a_{10}(t)\phi_{10}e^{-\frac{i}{\hbar}(E_1+E_0)t} + a_{01}(t)\phi_{01}e^{-\frac{i}{\hbar}(E_1+E_0)t} \quad (3.2.1)$$

որտեղ ϕ_{00} -ը, ϕ_{10} -ը և ϕ_{01} -ը ՔԴՃ-երի համակարգի ալիքային ֆունկցիաներն են, երբ համապատասխանաբար երկու ՔԴՃ-երը գտնվում են հանգստի վիճակում, առաջինը գրգռված է, երկրորդը հանգստի վիճակում է և երկրորդը գրգռված է, առաջինն է հանգստի վիճակում, $a_{00}(t)$ -ը, $a_{10}(t)$ -ը և $a_{01}(t)$ -ը դրանց համապատասխանող

հավանականության ամպլիտուդներն են: (3.2.1)–ում բացակայում է երկու գրգռված ՔԴՃ–երով վիճակը, քանի որ սկզբնապահին ՔԴՃ–երից մեկը գտնվում է հիմնական վիճակում: Առաջին (երկրորդ) ՔԴՃ–ի դիպոլային մոմենտը գրվում է հետևյալ տեսքով՝

$$\vec{D}_{10(01)} = a_{10(01)} a_{00}^* \vec{d} e^{-i(\omega_0 t - \varphi_{10(01)})} + c.c. \quad (3.2.2)$$

որտեղ՝

$$\vec{d} e^{i\varphi_{10(01)}} = \int_V \phi_{10(01)} e \vec{r} \phi_{00} dV, \quad \hbar \omega_0 = E_1 - E_0 \quad (3.2.3)$$

Ենթադրվում է, որ ՔԴՃ–ի անցման $\vec{d}$ դիպոլային մոմենտը ուղղված է համակարգի համաչափության առանցքի երկայնքով (օպտիմալ տարբերակ), φ_{10} –ն ու φ_{01} –ը դիպոլային մոմենտի սկզբնափուլերն են: Ենթադրվում է նաև, որ R_{10} և R_{01} հեռավորությունները շատ ավելի մեծ են քան ՄՆՄ–ի շառավիղը, իսկ այս բոլոր մեծություններն էլ իրենց հերթին փոքր են ավիքի երկարությունից, հետևաբար ՔԴՃ–երի դիպոլային մոմենտներով գրգռված դաշտը ՄՆՄ–ի շրջակայքում համարվում է համասեռ և գրվում է հետևյալ տեսքով՝

$$\vec{E}_{sph} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0\epsilon_2} \left[\frac{\vec{D}_{10}}{R_{10}^3} + \frac{\vec{D}_{01}}{R_{01}^3} \right] = \vec{E}_0 e^{-i\omega_0 t} + c.c. \quad (3.2.4)$$

որտեղ ϵ_0 –ը և ϵ_2 –ը վակուումի և համակարգը շրջապատող միջավայրի դիէլեկտրական թափանցելիություններն են: Ընդհանրապես, ՄՆՄ–ի արձագանքը, ի թիվս այլոց, որոշվում է արտաքին դաշտի ազդեցությամբ և ԼՄՊ–ի ռելաքսացիայով, սակայն համակարգի վրա դրվող պայմաններից մեկը ԼՄՊ–ի արագ ռելաքսացիան էր, ինչի շնորհիվ, ՄՆՄ–ի արձագանքը համարվում է ակնթարթային: Այսպիսով, ՔԴՃ–ի դիպոլային մոմենտով ՄՆՄ–ում գրգռված ԼՄՊ–ն իր հերթին դաշտ է ստեղծում ՔԴՃ–երի շրջակայքում, որը գրվում է հետևյալ տեսքով՝

$$\vec{E}_{10(01)} = \frac{2(\epsilon_1 - \epsilon_2)r^3}{(\epsilon_1 + 2\epsilon_2)R_{10(01)}^3} \vec{E}_0 e^{-i\omega_0 t} + c.c. \quad (3.2.5)$$

որտեղ $\epsilon_1 = \epsilon_{1r} + i\epsilon_{1i}$ –ը ՄՆՄ–ի դիէլեկտրական թափանցելիությունն է:

(3.2.5) արտահայտությամբ տրված մղման դաշտի առկայությամբ, երկմակարդականի համակարգի համար գրվում է Շրոդինգերի հավասարումը և

հավանականության ամպլիտուդների համար ստացվում են հետևյալ արտահայտությունները՝

$$\begin{aligned}\dot{a}_{10} &= \frac{i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) |\vec{d}|^2 r^3}{\pi \hbar \varepsilon_0 \varepsilon_2 (\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2) R_{10}^3} \left[\frac{|a_{00}|^2 a_{10}}{R_{10}^3} + \frac{|a_{00}|^2 a_{01}}{R_{01}^3} e^{i(\varphi_{01} - \varphi_{10})} \right], \\ \dot{a}_{01} &= \frac{i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) |\vec{d}|^2 r^3}{\pi \hbar \varepsilon_0 \varepsilon_2 (\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2) R_{01}^3} \left[\frac{|a_{00}|^2 a_{01}}{R_{01}^3} + \frac{|a_{00}|^2 a_{10}}{R_{10}^3} e^{-i(\varphi_{01} - \varphi_{10})} \right], \\ \dot{a}_{00} &= \frac{i(\varepsilon_1^* - \varepsilon_2) |\vec{d}|^2 r^3}{\pi \hbar \varepsilon_0 \varepsilon_2 (\varepsilon_1^* + 2\varepsilon_2)} \left[\frac{a_{10}}{R_{10}^3} e^{i\varphi_{10}} + \frac{a_{01}}{R_{01}^3} e^{i\varphi_{01}} \right] \left[\frac{a_{10}^*}{R_{10}^3} e^{-i\varphi_{10}} + \frac{a_{01}^*}{R_{01}^3} e^{-i\varphi_{01}} \right] a_{00} : \end{aligned} \quad (3.2.6)$$

Այս դուրսբերման ընթացքում հաշվի է առնվել ենթադրությունը, որ ՔԴՃ-ՄՆՄ-ՔԴՃ համակարգը թույլ կապի ռեժիմում է աշխատում, այն է համակարգի վարքը ավելի դանդաղ է քան ԼՄՊ-ինը:

Այնուհետ, ավելի պարզ անալիտիկ արտահայտություններ ստանալու համար քննվում է պլազմոնային ռեզոնանսի դեպքը և ենթադրվում է, որ ԼՄՊ-ի մարումները համեմատաբար փոքր են ($|\varepsilon_{1r} + 2\varepsilon_2| \ll \varepsilon_{1i}$ և $3\varepsilon_2 \ll \varepsilon_{1i}$): Այդ դեպքում (3.2.6) արտահայտություններն ընդունում են հետևյալ տեսքը՝

$$\begin{aligned}\dot{a}_{10} &= q [\beta_{10} a_{10} + \beta_{01} a_{01}], \\ \dot{a}_{01} &= -q [\beta_{01} a_{01} + \beta_{10} a_{10}], \\ \dot{a}_{00} &= q [\beta_{10} a_{10} + \beta_{01} a_{01}]^2 a_{00} : \end{aligned} \quad (3.2.7)$$

որտեղ արվել են հետևյալ նշանակումները՝

$$q = \frac{3r^3 |\vec{d}|^2}{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_{1i} \hbar} \frac{R_{10}^6 + R_{01}^6}{R_{10}^6 R_{01}^6}, \quad \beta_{10(01)} = \frac{R_{01(10)}^3}{\sqrt{R_{10}^6 + R_{01}^6}} : \quad (3.2.8)$$

(3.2.7)-ում, φ_{10} և φ_{01} սկզբնափուլերը մուծված են համապատասխան հավանականության ամպլիտուդների արտահայտությունների մեջ՝ $a_{10(01)} \exp(i\varphi_{10(01)}) \rightarrow a_{10(01)} :$

Ժամանակի սկզբնապահը τ է և տեղի ունեն հետևյալ սկզբնական պայմանները՝ $a_{10}(\tau) \approx 1$, $a_{00}(\tau) = \chi \ll 1$, $a_{01}(\tau) = 0$: Նկատենք, որ համակարգի ընթացքի ուսումնասիրությունը (համակարգի դինամիկան որոշվում է (3.2.7)-ով) սկսվում է մի պահից, երբ առաջին ՔԴՃ-ն, որը նախորոք բերվել էր գրգռված վիճակի, ինչ որ չափով ռելաքսացվել է, այսինքն արդեն ձևավորվել է ինչ որ նախնական

սուպերպոզիցիոն վիճակ: Նշենք նաև, որ ըստ ենթադրության, անցումը նախնական սուպերպոզիցիոն վիճակին չի կրում ՄՆՄ-ի ազդեցությունը, այլ արդյունք է, օրինակ, սպոնտան ռելաքսացիայի: Ինչևէ, (3.2.7) հավասարումների լուծումը նշված սկզբնական պայմանների դեպքում տրվում են հետևյալ արտահայտություններով՝

$$\begin{aligned} a_{10}(t) &= \frac{\beta_{10}^3}{\sqrt{\beta_{10}^2 + \chi^2 e^{2\mu(t-\tau)}}} + \beta_{01}^2, \\ a_{01}(t) &= \frac{\beta_{10}^3 \beta_{01}}{\sqrt{\beta_{10}^2 + \chi^2 e^{2\mu(t-\tau)}}} - \beta_{10} \beta_{01}, \\ a_{00}(t) &= \frac{\beta_{10} \chi e^{\mu(t-\tau)}}{\sqrt{\beta_{10}^2 + \chi^2 e^{2\mu(t-\tau)}}}: \end{aligned} \quad (3.2.9)$$

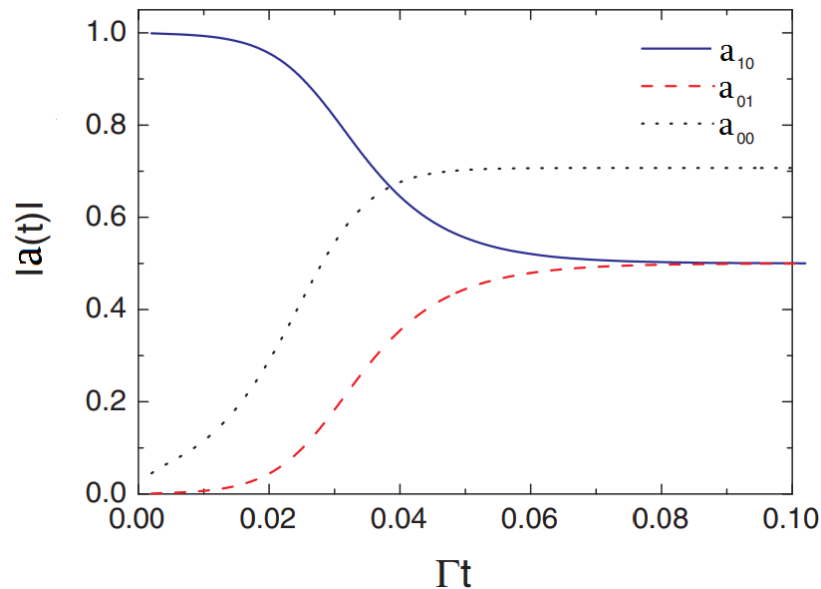
Այստեղ μ -ն սահմանվել է հետևյալ կերպ՝

$$\mu = \frac{3|\vec{d}|^2}{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_{11} \hbar} \frac{r^3}{R_{10}^6}: \quad (3.2.10)$$

μ -ն առաջին ՔԴՃ-ի գրգռված վիճակի ռելաքսացման բնութագրական ժամանակն է և հենց այս պարամետրով կարելի է հիմնավորել սկզբում արված կարևոր ենթադրություններից մեկը, այն է, արդյոք կարելի է քննարկվող պրոցեսում անտեսել ՔԴՃ-ի սպոնտան ռելաքսացման ընթացքը (ենթադրությունը արդարացված կլինի, եթե մեկուսացված ՔԴՃ-ի սպոնտան ռելաքսացիայի ժամանակը շատ ավելի մեծ լինի ՄՆՄ-ի ազդեցության ներքո գտնվող ՔԴՃ-ի գրգռված վիճակի ռելաքսացման ժամանակից): Բերված արտահայտությունը լրիվ նույնական է (1.3.7)-ում բերվածին, ուստի կրկնելով նախորդ պարամետրերը, փաստենք, որ 5 նմ շառավիղ ունեցող ՄՆՄ-ի համար, երբ շրջակա միջավայրի դիէլեկտրական թափանցելիությունը վերցվում է հավասար 2.25-ի, իսկ ՔԴՃ-ՄՆՄ հեռավորությունը՝ 15 նմ, ապա ստացվում է, որ ՔԴՃ-ՄՆՄ-ՔԴՃ կապված համակարգում ՔԴՃ-ի ռելաքսացման արագությունը ոսկու ՄՆՄ-ի համար մոտավորապես 17 իսկ արժաթի ՄՆՄ-ի համար 77 անգամ ավելի մեծ է քան մեկուսացված ՔԴՃ-ինը (Γ), ինչը լիովին հիմնավորում է վերոնշյալ ենթադրությունը:

Նշված համակարգի ամենակարևոր հատկություններից մեկը սուպերպոզիցիոն վիճակի ձևավորումն է. նկատենք, որ (3.2.9) հավասարումներով որոշվող հավանականության ամպլիտուդները ժամանակի ընթացքում ձգտում են ոչ զրոյական

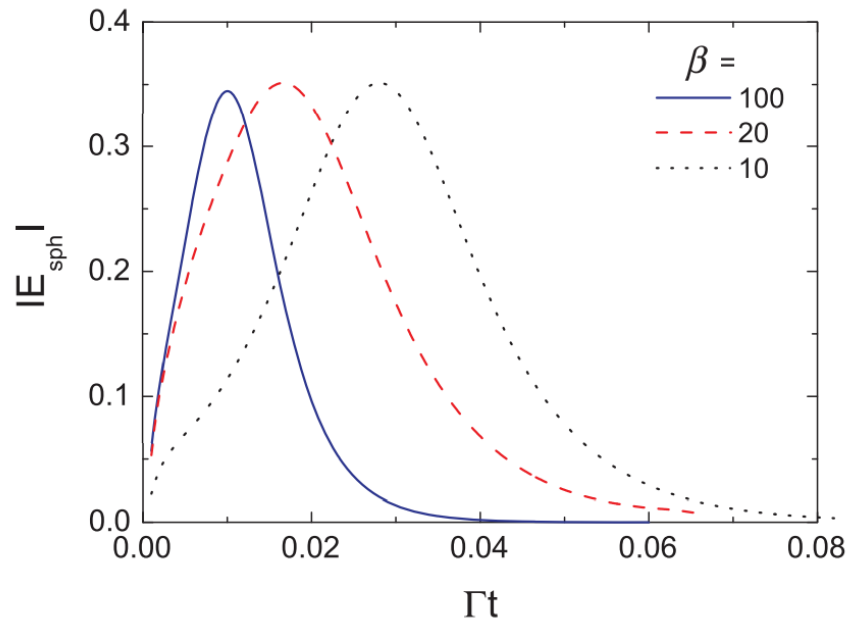
ստացիոնար արժեքների՝ $a_{10} \rightarrow \beta_{01}^2$, $a_{01} \rightarrow -\beta_{10}\beta_{01}$, $a_{00} \rightarrow \beta_{10}$: Ոչ գրոյական դիպուկային մոմենտով ՔԴՃ-ի ստաբիլ վիճակը տարօրինակ է թվում, եթե հաշվի առնենք մարումներ առաջացնող ԼՄՊ-ն: Սա բացատրվում է հետևյալ կերպ՝ ինչպես երևում է (3.2.4) բանաձևից, $\vec{E}_{sph}$ դաշտը, որը որոշվում է ՔԴՃ-երի դիպուկային մոմենտներով, անցումային պրոցեսից հետո ձգտում է գրոյի, քանի որ ՔԴՃ-երի դիպուկային մոմենտների մեծությունները ճշգրիտ հավասար են իրար, իսկ փուլերը տարբերվում են π -ով: Սրա պատճառն այն է, որ ԼՄՊ-ի ռեզոնանսային հաճախության և ՔԴՃ-երի անցման հաճախության համապատասխանության դեպքում ՄՆՄ-ի արձագանքը $\vec{E}_{sph}$ դաշտին փուլով շեղված է $\pi/2$ -ով:



Նկ. 3.2.2 ՔԴՃ-երի a_{10} և a_{01} գրգռված և a_{00} հանգստի վիճակների հավանականության ամպլիտուդների մեծությունների ժամանակային կախումը ($\beta=100$ և $R_{10} = R_{01}$): Nerkararyan, K. V., & Bozhevolnyi, S. I. (2015). *Physical Review B*, 92(4), 045410

Լրիվ սիմետրիկ ՔԴՃ-ՄՆՄ-ՔԴՃ համակարգի ($R_{10} = R_{01}$) ժամանակային վարքը բերված է նկ. 3.2.2-ում, որից երևում է, որ երբ ՔԴՃ-ի ռելաքսացման արագության հարաբերությունը մեկուսացված ՔԴՃ-ի ռելաքսացման արագությանը հավասար է 100-ի ((1.3.7) բանաձևում β պարամետրը), ապա կայուն վիճակը ձևավորվում է

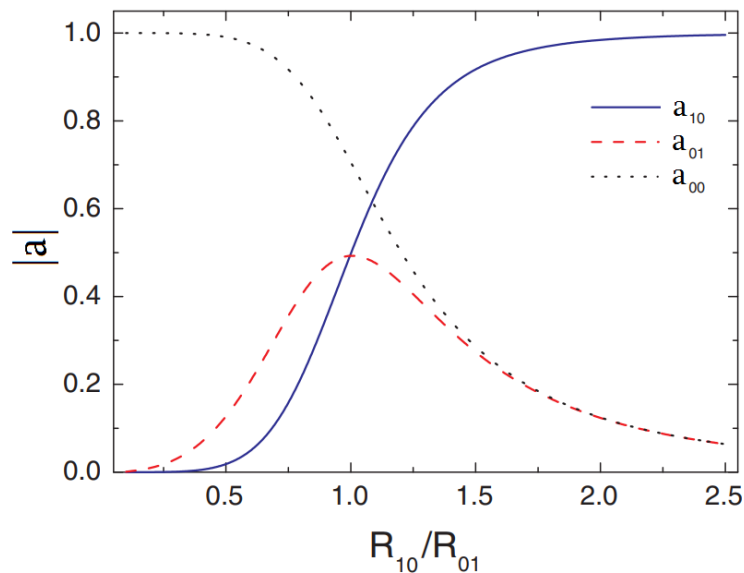
$\approx 0.05/\Gamma$ ժամանակի ընթացքում, այսինքն ≈ 20 անգամ ավելի արագ քան մեկուսացված ՔԴՃ-ի ռելաքսացման ժամանակը: Մոտավորապես նույն ժամանակն էլ անհրաժեշտ է ՄՆՄ-ի վրա ՔԴՃ-երի դաշտի մարման համար (ԼՄՊ-ի մարման համար) (նկ 3.2.3):



Նկ. 3.2.3 ՄՆՄ-ի շրջակայքում ՔԴՃ-երի ստեղծած դաշտի մեծության կախումը նորմավորված ժամանակից՝ β -ի տարբեր արժեքների դեպքում, $R_{10} = R_{01}$: Nerkararyan, K. V., & Bozhevolnyi, S. I. (2015). *Physical Review B*, 92(4), 045410:

Կայուն վիճակում հավանականության ամպլիտուդները էապես կախված են ՔԴՃ-ՄՆՄ-ՔԴՃ համակարգի տարածական ասիմետրիայից, այսինքն R_{10}/R_{01} հարաբերությունից (նկ. 3.2.4), ինչը երևում է նաև (3.2.8) և (3.2.9) արտահայտություններից: ՔԴՃ-ՄՆՄ-ՔԴՃ համակարգում էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունները մոտակա դաշտում էլեկտրաստատիկ փոխազդեցություններ են և ՔԴՃ-ՄՆՄ հեռավորության նույնիսկ չնչին փոփոխությունները հանգեցնում են հաակարգի տարբեր վիճակների հավանականությունների էական փոփոխությունների: Ինչպես երևում է նկ. 3.2.4-ից, $R_{10}/R_{01} < 0.5$ արժեքների դեպքում համակարգում գերակա է երկու հանգստի վիճակում գտնվող ՔԴՃ-երով վիճակը, մինչդեռ $R_{10}/R_{01} > 2$

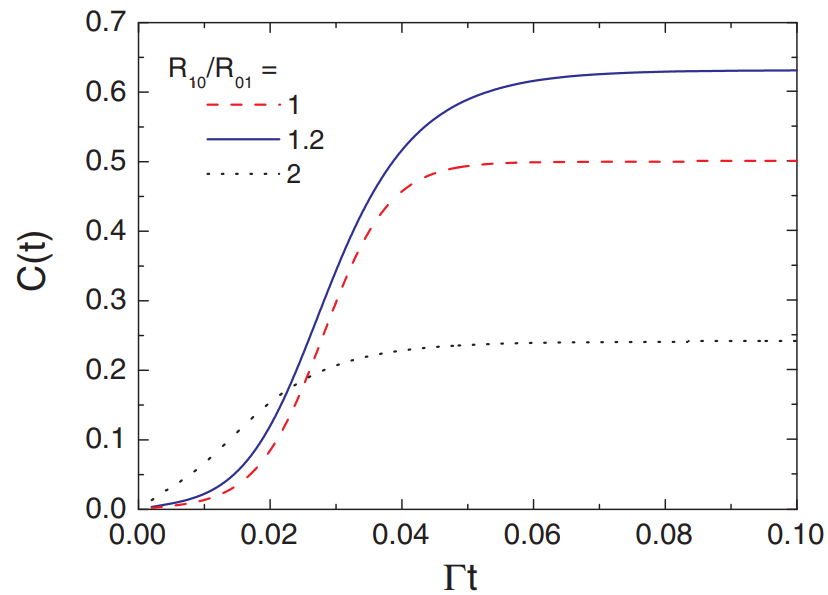
արժեքների դեպքում սկզբնապահին գրգռված վիճակում գտնվող ՔԴՃ-ն ձգտում է պահանել իր գրգռված վիճակը: Այստեղ ևս մեկ անգամ պետք է հիշել, որ նշված կայուն վիճակների կյանքի տևողությունը սահմանափակված է ազատ տարածության մեջ ՔԴՃ-ի գրգռված վիճակի կյանքի տևողությամբ, որից հետո սպոնտան ռելաքսացիայի ան արհամարհելի է:



Նկ. 3.2.4 Համակարգի հավանականության ամպլիտուդների մոդուլների կախումը երկու ՔԴՃ-երի ՄՆՄ-ից ունեցած հեռավորությունների հարաբերությունից՝ ռելաքսացման պրոցեսի ավարտից հետո: *Nerkararyan, K. V., & Bozhevolnyi, S. I. (2015). Physical Review B, 92(4), 045410*

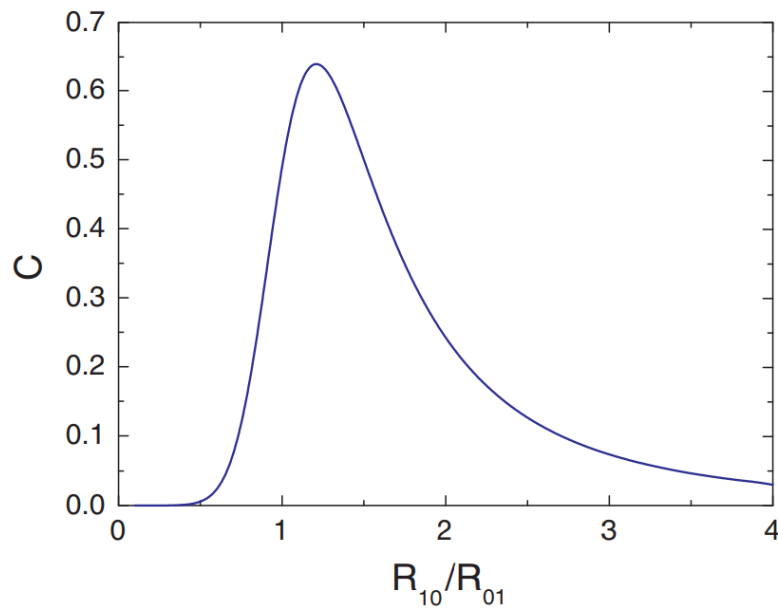
Քննարկված համակարգում, փաստորեն, առաջանում է երկու ՔԴՃ-երի խճճված վիճակ: Ինչպես նշել ենք 3.1.1 պարագրաֆում, որպես խճճվածության բնութագիր (մեծություն որ ցույց է տալիս խճճվածության աստիճանը) ընդունված է օգտագործել C մեծությունը, որը քննարկված համակարգում սահմանվում է հետևյալ կերպ $C = 2|a_{10}a_{01}|$: Սուպերպոզիցիոն վիճակի ձևավորման ընթացքում, C -ն մոնոտոն աճում է, մաքսիմումին հասնելով կայուն վիճակում, որը կախված է ՔԴՃ-ՄՆՄ հեռավորությունների R_{10}/R_{01} հարաբերությունից (նկ. 3.2.5): Օգտագործելով (3.2.8) և (3.2.9) հավասարումները, ձևավորված կայուն վիճակում C -ի համար գրվում է հետևյալ արտահայտությունը՝

$$C \rightarrow 2\beta_{10}\beta_{01}^2 = \frac{2R^9}{(1+R^6)^2} \quad (3.2.11)$$



Նկ. 3.2.5 C մեծության կախումը նորմավորված ժամանակից՝ ՔԴՃ-երի ՄՆՄ-ից ունեցած հեռավորությունների տարբեր հարաբերակցությունների դեպքում: *Nerkararyan, K. V., & Bozhevolnyi, S. I. (2015). Physical Review B, 92(4), 045410*

(3.2.11) բանաձևից հետևում է, որ C -ն իր առավելագույն արժեքն ընդունում է ՔԴՃ-ՄՆՄ հեռավորությունների հարաբերության $R_{10}/R_{01} = \sqrt[6]{3} \cong 1.2$ արժեքի դեպքում՝ $C_{\max} = 3\sqrt{3}/8 \cong 0.65$ (նկ. 3.2.6):



Նկ. 3.2.6 C մեծության կախումը երկու ՔԴԾ-երի ՄՆՄ-ից ունեցած հեռավորությունների հարաբերությունից՝ ռելաքսացման պրոցեսի ավարտից հետո: Nerkararyan, K. V., & Bozhevolnyi, S. I. (2015). *Physical Review B*, 92(4), 045410

3.3. Մետաղական նանոմասնիկով կապված քվանտային դիպոլային ճառագայթիչները արտաքին էլեկտրամագնիսական դաշտում

Ինչպես արդեն նշեցինք, քվանտային խճված վիճակի ձևավորման և ռելաքսացման պրոցեսների ղեկավարման հնարավորությունը էական նշանակություն ունի քվանտային ինֆորմատիկայում կիրառության տեսանկյունից: Նախորդ պարագրաֆում ներկայացված էր խճված վիճակի ձևավորման պրոցեսի վրա ռեզոնանսային էլեմենտի ազդեցությունը [42]: [116] աշխատանքում, դիտարկել ենք նմանատիպ համակարգ և ուսումնասիրել ենք խճված վիճակի ձևավորման վրա արտաքին ռեզոնանսային դաշտի հավելյալ ազդեցությունը:

Քննարկվող ռեզոնանսային համակարգի համար իրականանում են հետևյալ կարևոր պայմանները՝

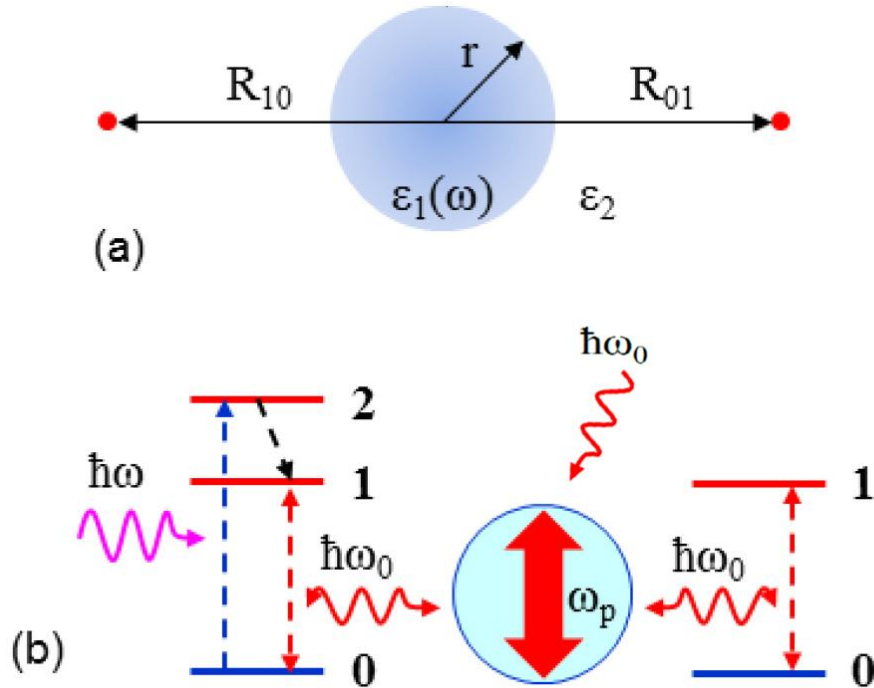
- ԼՄՊ-ի մարման արագությունը շատ ավելի մեծ է (5 կարգով) քան առանձնացված մեկ ՔԴԾ-ի սպոնտան անցման արագությունը: Սա թույլ կտա

անտեսել ՄՆՄ-ի արձագանքի հապաղումը: Միևնույն ժամանակ ենթադրվում է, որ ՔԴՃ-ՄՆՄ-ՔԴՃ կապը այնքան ուժեղ է, որ այդ համակարգի ռելաքսացիոն պրոցեսը ավելի արագ է քան առանձնացված ՔԴՃ-ինը, սա իր հերթին թույլ կտա անտեսել ՔԴՃ-ի սպոնտան անցումը, միանգամից նշենք, որ այս խնդրին քանիցս անդրադարձել ենք նախորդ գլուխներում և փաստենք, որ այստեղ դիտարկված համակարգի համար ևս նշված ենթադրությունը բավարարվում է (տե՛ս (1.3.7) բանաձևը և դրան հետևող թվերը):

- Ենթադրվում է, որ ԼՄՊ-ի գրգռումը ՄՆՄ-ում ազատ էլեկտրոնների տատանումների արդյունք է, այդ տատանումները նանոչափերի ՄՆՄ-ի դեպքում կարող են դիտարկվել դասական հոսանքներ, քանի որ մեծ թվով էլեկտրոններ են մասնակցում այդ տատանումներին (~ 100 նմ⁻³), ուստի դրանց էներգետիկ սպեկտրը կարելի է համարել անընդհատ: Այս դասական հոսանքները հետագայում կներկայացվեն ԼՄՊ-ի քվանտային կոհերենտ վիճակների միջոցով [29]:
- Ենթադրվում է, նաև, որ ժամանակի սկզբնապահին գրգռված է միայն մեկ ՔԴՃ, իսկ արտաքին ռեզոնանսային դաշտը այնքան թույլ է, որ երկու գրգռված ՔԴՃ-երով վիճակը բացառվում է:
- Համարում ենք, որ արտաքին դաշտի և ՄՆՄ-ի կապը ռեզոնանսային է և արտաքին դաշտի անմիջական ազդեցությունը ՔԴՃ-երի վրա անհամեմատ փոքր է, ՄՆՄ-ի միջոցով ազդեցությունից:

Նշվածներից երկրորդ ենթադրությունը թույլ է տալիս խնդիրը լուծել կիսադասական մոտավորությամբ: Բացի այս, նախորդիվ նշել ենք, որ ռեզոնանսորեն կապված ՔԴՃ-ՄՆՄ համակարգի ռելաքսացման դինամիկայի ուսումնասիրության ընթացքում քվանտային [35] և կիսադասական [36] մոտեցումները նույն արդյունքն են տալիս, երբ քվանտային մոտեցման դեպքում հոսանքները բնութագրվում են ԼՄՊ-ի կոհերենտ վիճակներով: Ներկա շարադրանքում, ևս կօգտագործենք կիսադասական մոտավորությունը:

Քննարկվող ՔԴՃ-ՄՆՄ-ՔԴՃ համակարգի կառուցվածքային տեսքը պատկերված է Նկ. 3.3.1-ում, այն բաղկացած է երկու նույնական ՔԴՃ-երից, որոնք գտնվում են ՄՆՄ-ի կենտրոնով անցնող ուղղի վրա, ՄՆՄ-ի հանդիպակաց կողմերում:



Նկ. 3.3.1 Համակարգի սխեմատիկ տեսքը և էներգետիկ մակարդակների կառուցվածքը

Ենթադրվում է, որ արտաքին լազերային իմպուլսը ձախ կողմի ՔԴՃ-ն, որը ՄՆՄ-ի կենտրոնից գտնվում է R_{10} հեռավորության վրա, զրոյական վիճակից բերում է 2-րդ՝ գրգռված վիճակի, ապա ՔԴՃ-ն ոչ ճառագայթային անցման միջոցով անցնում է օպտիկապես ակտիվ 1 վիճակին՝ E_1 էներգիայով: Այդ պահին (սկզբնապահին), երկրորդ՝ ՄՆՄ-ի կենտրոնից R_{01} հեռավորության վրա գտնվող ՔԴՃ-ն հանգստի վիճակում է՝ E_0 էներգիայով: Համակարգի վրա գործում է

$$\vec{\varepsilon} = \vec{\varepsilon}_0 e^{-i\omega_0 t} + \vec{\varepsilon}_0^* e^{i\omega_0 t} \quad (3.3.1)$$

դաշտ:

$1 \rightarrow 0$ անցումը ռեզոնանսի մեջ է ԼՄՊ-ի սեփական հաճախության հետ, ինչպես նաև արտաքին դաշտի հետ: Եռամակարդակ համակարգի օգտագործմանը բազմիցս անդրադարձել ենք:

Համակարգի ալիքային ֆունկցիան գրում ենք հետևյալ տեսքով՝

$$\Psi(t, \vec{r}) = b_{00}(t)\phi_{00}(\vec{r})e^{-\frac{i}{\hbar}(E_0+E_0)t} + (b_{10}(t)\phi_{10}(\vec{r}) + a_{01}(t)\phi_{01}(\vec{r}))e^{-\frac{i}{\hbar}(E_1+E_0)t} \quad (3.3.2)$$

Այստեղ $\phi_{00}(\vec{r})$, $\phi_{10}(\vec{r})$, $\phi_{01}(\vec{r})$ -երը ՔԴԾ-երի համակարգի ալիքային ֆունկցիաներն են համապատասխանաբար, երբ երկուսն էլ հանգստի վիճակում են, երբ առաջինը (ծախակողմյանը) գրգռված է, մյուսը՝ ոչ և երբ երկրորդը (աջակողմյանը) գրգռված է, իսկ առաջինը ոչ, $b_{00}(t)$, $b_{10}(t)$, $b_{01}(t)$ -երը համապատասխան վիճակների հավանականության ամպլիտուդներն են: Առաջին (երկրորդ) ՔԴԾ-ի դիպուլային մոմենտը կլինի՝

$$\vec{D}_{10(01)} = b_{10(01)} b_{00}^* \vec{d} e^{-i\omega_0 t} + c.c. \quad (3.3.3)$$

Որտեղ՝

$$\omega_0 = \frac{1}{\hbar}(E_1 - E_0), \quad \vec{d} = \int \phi_{10(01)}(e\vec{r})\phi_{00}^* dV \quad (3.3.4)$$

Ենթադրենք, որ ՔԴԾ-երի հեռավորությունը ՄՆՄ-ից շատ ավելի մեծ է, քան ՄՆՄ-ի շառավիղը (նկ. 3.3.1 a) և բոլոր չափերը փոքր են ալիքի λ երկարությունից՝ $\lambda \gg \max[R_{10}, R_{01}]$, $r \ll \min[R_{10}, R_{01}]$, այնպես, որ դրանց ստեղծած դաշտը ՄՆՄ-ի վրա կարելի է համարել համասեռ: Այդ դաշտը կունենա հետևյալ տեսքը՝

$$\vec{E}_{sph} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0\epsilon_2} \left[\frac{\vec{D}_{10}}{R_{10}^3} + \frac{\vec{D}_{01}}{R_{01}^3} \right] = \vec{E}_0 e^{-i\omega_0 t} + c.c. \quad (3.3.5)$$

Այստեղ՝ ϵ_0 -ը և ϵ_2 -ը համապատասխանաբար վակուումի և արտաքին միջավայրի դիէլեկտրական հաստատուններն են: ՄՆՄ-ի վրա բացի այս դաշտից ազդում է արտաքին ռեզոնանսային դաշտ և այս երկուսի ազդեցությամբ ՄՆՄ-ում գրգռվում է ԼՄՊ, որն իր հերթին հետադարձ դաշտ է ստեղծում ՔԴԾ-երի շրջակայքում, որն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\vec{E}_{10(01)} = \frac{2(\epsilon_1 - \epsilon_2)r^3}{(\epsilon_1 + 2\epsilon_2)R_{10(01)}^3} (\vec{E}_0 + \vec{\mathcal{E}}_0) e^{-i\omega_0 t} + c.c. \quad (3.3.6)$$

Որտեղ $\epsilon_1 = \epsilon_{1r} + i\epsilon_{1i}$ -ը ՄՆՄ-ի հարաբերական դիէլեկտրական թափանցելիությունն է:

Օգտագործելով ժամանակից կախված Շրոդինգերի հավասարումը՝ (3.3.6) բանաձևով տրված դաշտի համար, ինչպես նաև աշխատելով պտտվող դաշտի

մոտավորության սահմաններում, հավանականության ամպլիտուդների համար ստանում ենք հետևյալ արտահայտությունները՝

$$\begin{aligned}
 \dot{b}_{10} &= \frac{i}{\hbar} \left[\frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2)} \frac{|\vec{d}|^2}{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_2} \frac{r^3}{R_{10}^3} \left(\frac{b_{10} b_{00}^*}{R_{10}^3} + \frac{b_{01} b_{00}^*}{R_{01}^3} \right) + \left(\frac{2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2)} \frac{r^3}{R_{10}^3} + 1 \right) \vec{\mathcal{E}}_0 \vec{d}^* \right] b_{00}, \\
 \dot{b}_{01} &= \frac{i}{\hbar} \left[\frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2)} \frac{|\vec{d}|^2}{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_2} \frac{r^3}{R_{01}^3} \left(\frac{b_{10} b_{00}^*}{R_{10}^3} + \frac{b_{01} b_{00}^*}{R_{01}^3} \right) + \left(\frac{2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2)} \frac{r^3}{R_{01}^3} + 1 \right) \vec{\mathcal{E}}_0 \vec{d}^* \right] b_{00}, \\
 \dot{b}_{00} &= \frac{i}{\hbar} \left[\frac{(\varepsilon_1^* - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_1^* + 2\varepsilon_2)} \frac{|\vec{d}|^2}{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_2} \frac{r^3}{R_{10}^3} \left(\frac{b_{00} b_{10}^*}{R_{10}^3} + \frac{b_{00} b_{01}^*}{R_{01}^3} \right) + \left(\frac{2(\varepsilon_1^* - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_1^* + 2\varepsilon_2)} \frac{r^3}{R_{10}^3} + 1 \right) \vec{\mathcal{E}}_0^* \vec{d} \right] b_{10} + \\
 &\quad \frac{i}{\hbar} \left[\frac{(\varepsilon_1^* - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_1^* + 2\varepsilon_2)} \frac{|\vec{d}|^2}{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_2} \frac{r^3}{R_{01}^3} \left(\frac{b_{00} b_{10}^*}{R_{10}^3} + \frac{b_{00} b_{01}^*}{R_{01}^3} \right) + \left(\frac{2(\varepsilon_1^* - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_1^* + 2\varepsilon_2)} \frac{r^3}{R_{01}^3} + 1 \right) \vec{\mathcal{E}}_0^* \vec{d} \right] b_{01} :
 \end{aligned} \tag{3.3.7}$$

Նշենք, որ սկզբնափուլերը արդեն իսկ ներառված են b_{00} , b_{10} , b_{01} -ում ինչպես նաև $\vec{\mathcal{E}}_0$ -ում: Ստացված արտահայտությունները ավելի պարզ տեսք կունենան, եթե դիտարկենք պլազմոնային ռեզոնանսի դեպքը (ԼՄՊ-ի մարումները հարաբերականորեն դանդաղ են), այսինքն տեղի ունեն հետևյալ առնչությունները՝ $|\varepsilon_{1r} + 2\varepsilon_2| \ll \varepsilon_{1i}$ և $\varepsilon_2 \ll \varepsilon_{1i}$: Առանց ընդհանրությունը խախտելու, ենթադրենք, որ բոլոր մեծությունները իրական են: Նշվածները հաշվի առնելով կունենանք՝

$$\begin{aligned}
 \dot{b}_{10} &= -\alpha \beta_{10} b_{00} - q \beta_{10} [\beta_{10} b_{10} + \beta_{01} b_{01}] b_{00}^2, \\
 \dot{b}_{01} &= -\alpha \beta_{01} b_{00} - q \beta_{01} [\beta_{10} b_{10} + \beta_{01} b_{01}] b_{00}^2, \\
 \dot{b}_{00} &= \alpha [\beta_{10} b_{10} + \beta_{01} b_{01}] + q b_{00} [\beta_{10} b_{10} + \beta_{01} b_{01}]^2 :
 \end{aligned} \tag{3.3.8}$$

Որտեղ կատարված են հետևյալ նշանակումները՝

$$q = \frac{3|\vec{d}|^2 r^3}{\hbar \pi \varepsilon_0 \varepsilon_{1i}} \frac{R_{10}^6 + R_{01}^6}{R_{10}^6 R_{01}^6}, \quad \beta_{10(01)} = \frac{R_{10(01)}^3}{\sqrt{R_{10}^6 + R_{01}^6}}, \quad \alpha = \frac{6\varepsilon_2 r^3}{\hbar \varepsilon_{1i}} \sqrt{\frac{R_{10}^6 + R_{01}^6}{R_{10}^6 R_{01}^6}} \vec{\mathcal{E}}_0 \vec{d}^* : \tag{3.3.9}$$

(3.3.8) հավասարումներից առաջինը բազմապատկենք β_{10} -ով, իսկ երկրորդը՝ β_{01} -ով և գումարենք իրար, կստանանք՝

$$\beta_{10} \dot{b}_{10} + \beta_{01} \dot{b}_{01} = -\alpha b_{00} - q [\beta_{10} b_{10} + \beta_{01} b_{01}] b_{00}^2 : \tag{3.3.10}$$

Այստեղ հաշվի առանք այն հանգամանքը, որ $\beta_{10}^2 + \beta_{01}^2 = 1$: Այսպիսով երեք դիֆերենցիալ հավասարումներից կազմված համակարգը (3.3.8) բերվեց երկու դիֆերենցիալ հավասարումների համակարգի ((3.3.10) և (3.3.8) համակարգի վերջին հավասարումը): Այդ համակարգը լուծելով ստանում ենք՝

$$b_{00} = [\beta_{10}b_{10} + \beta_{01}b_{01}] \left(-\frac{q\chi}{2\alpha} + \frac{\gamma}{2\alpha} \frac{1 + Ae^{\gamma t}}{1 - Ae^{\gamma t}} \right): \quad (3.3.11)$$

Այստեղ՝

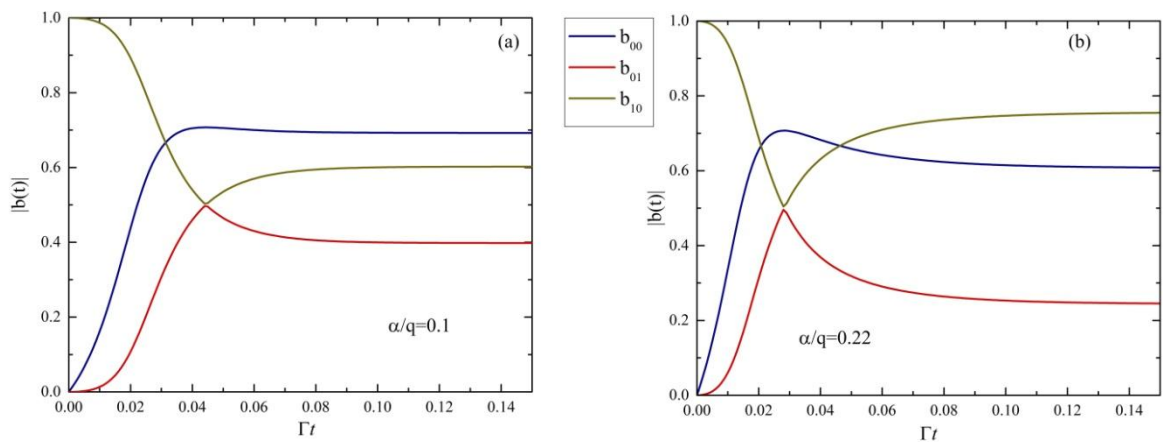
$$\gamma = \sqrt{q^2\chi^2 - 4\alpha^2} \quad (3.3.12)$$

χ -ն և A -ն հաստատուններ են, որոնք կորոշվեն $b_{00}^2 + b_{10}^2 + b_{01}^2 = 1$ և սկզբանական պայմաններից: Ենթադրենք՝ սկզբնապահին, $b_{01}(0) = 0$, $b_{00}(0) = 0$, $b_{10}(0) = 1$, այս պայմաններում՝ $\chi = \beta_{10}^2$: Վերջապես, հավանականության ամպլիտուդների համար կգրենք՝

$$\begin{aligned} b_{10}(t) &= \frac{\beta_{10}^2}{\sqrt{1 + \left(\frac{q\beta_{10}^2}{2\alpha} - \frac{\gamma}{2\alpha} \frac{1 + Ae^{\gamma t}}{1 - Ae^{\gamma t}} \right)^2}} + \beta_{01}^2, \\ b_{01}(t) &= \frac{\beta_{10}\beta_{01}}{\sqrt{1 + \left(\frac{q\beta_{10}^2}{2\alpha} - \frac{\gamma}{2\alpha} \frac{1 + Ae^{\gamma t}}{1 - Ae^{\gamma t}} \right)^2}} - \beta_{10}\beta_{01}, \\ b_{00}(t) &= \beta_{10} \sqrt{\frac{\left(\frac{q\beta_{10}^2}{2\alpha} - \frac{\gamma}{2\alpha} \frac{1 + Ae^{\gamma t}}{1 - Ae^{\gamma t}} \right)^2}{1 + \left(\frac{q\beta_{10}^2}{2\alpha} - \frac{\gamma}{2\alpha} \frac{1 + Ae^{\gamma t}}{1 - Ae^{\gamma t}} \right)^2}}: \end{aligned} \quad (3.3.13)$$

Այստեղ $A = \frac{q\beta_{10}^2 - \gamma}{q\beta_{10}^2 + \gamma}$:

Մասնավորեցնենք դիտարկումը, անցնելով սիմետրիկ ՔԴՃ-ՄՆՄ-ՔԴՃ համակարգի, այսինքն այն դեպքին, երբ $R_{10} = R_{01}$: Նկ 3.3.2-ում պատկերված են արժաթի նանոմասնիկի դեպքում b_{00} , b_{10} , b_{01} հավանականության ամպլիտուդների քառակուսիների կախումը ժամանակից՝ նորմավորված մեկուսացված ՔԴՃ-ի սպոնտան ռելաքսացիայի արագությամբ (Γ միավորներով), արտաքին ռեզոնանսային դաշտի տարբեր արժեքների համար:

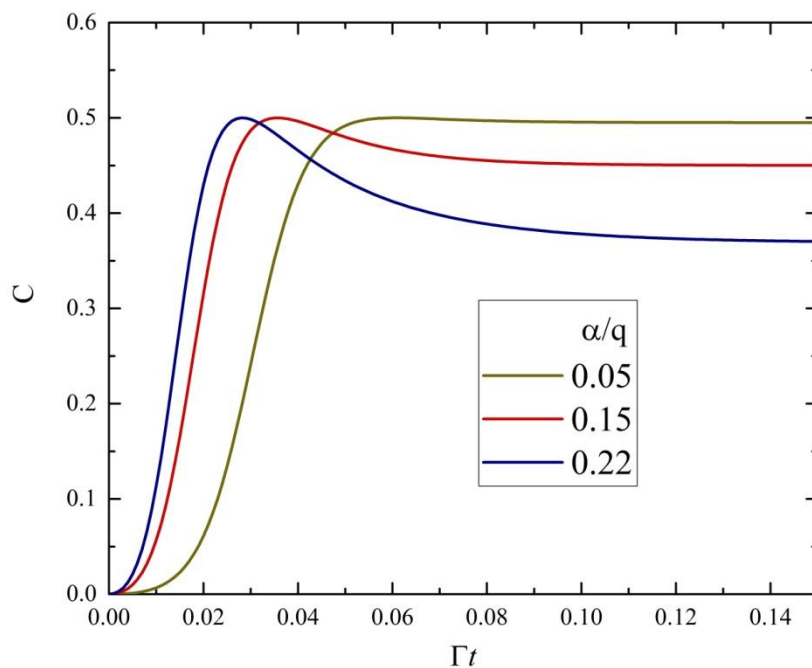


Նկ. 3.3.2 Հանգստի վիճակի և գրգռված ՔԴՃ-ով վիճակի հավանականության ամպլիտուդների, համապատասխանաբար b_{00} , b_{10} , b_{01} , քառակուսիների կախումը ժամանակից՝ նորմավորված ըստ մեկուսացված ՔԴՃ-ի ռելաքսացման ժամանակի՝ դաշտի $\alpha=0.1q$ (a) և $\alpha = 0.22q$ (b) պայմաններին բավարարող արժեքների դեպքում. սիմետրիկ ՔԴՃ-ՄՆՄ-ՔԴՃ համակարգի համար:

Ինչպես արդեն նշել ենք, ռեզոնանսային էլեմենտի առկայությամբ ռեզոնանսորեն կապված ՔԴՃ-ՄՆՄ (ՔԴՃ-ՄՆՄ-ՔԴՃ) համակարգի ռելաքսացման վարքը, այլևս չի բնութագրվում էքսպոնենցիալ ֆունկցիայով, ինչպես Վիգներ-Վայցկոպֆի մոտեցման դեպքում [33], այլ ցուցաբերում է աստիճանաձև վարք, նկ. 3.3.2-ից երևում է որ, դաշտի առկայությամբ, ևս այս միտումը պահպանվում է: Մյուս կողմից արտաքին դաշտի առկայության պարագայում, նույնպես, առաջանում է կայուն սուպերպոզիցիոն, խճճված վիճակ, որը կարելի է ղեկավարել փոփոխելով դաշտի ինտենսիվությունը: Ներկայում շատ արագ զարգացող քվանտային ինֆորմատիկայում կիրառական կարևոր նշանակություն ունեն ՔԴՃ-երի անցումային պրոցեսները, ինչպես նաև վերջինների հնարավոր ղեկավարումը: Ինչպես երևում է Նկ. 3.3.2-ից՝ կախված դաշտով պայմանավորված ժամանակային հաստատունի (α) և ՔԴՃ-ի՝ ՄՆՄ-ի միջոցով ինքնազդեցության շնորհիվ անցման բնութագրական ժամանակի (q) հարաբերությունից, անցումային պրոցեսը փոխվում է (արագանում է կամ դանդաղում),

այդպիսով հնարավորություն ընձեռելով վերոնշյալ պրոցեսը դարձնել կառավարելի: Նշենք, որ α/q հարաբերությունը կարելի է փոփոխել ոչ միայն դաշտի մեծությունը փոփոխելով՝ ինչպես երևում է (3.3.9) նշանակումներից, այլև փոփոխելով ՔԴՃ-երի հեռավորությունը ՄՆՄ-ից:

Համակարգի խճվածության աստիճանի վերաբերյալ գնահատականը կրկին բերենք C մեծության միջոցով՝ նախորդ պարագրաֆի արտահայտությանը հանգույն ($C = 2|b_{10}b_{01}|$): Վերջինի ժամանակային կախվածությունը արժաթի ՄՆՄ-ով կապված ՔԴՃ-երի համակարգի համար արտաքին դաշտի տարբեր մեծությունների համար բերված է նկ. 3.3.3-ում: Նկատենք որ արտաքին ռեզոնանսային դաշտի մեծությունից կախված փոխվում է ինչպես անցումային պրոցեսից հետո հաստատված վիճակում C մեծության արժեքը, աճնպես էլ ինքնին անցումային պրոցեսը:



Նկ. 3.3.3 C -ի կախումը նորմավորված ժամանակից՝ արտաքին ռեզոնանսային դաշտի տարբեր արժեքների համար՝ արժաթի նանոմասնիկի դեպքում:

Ամփոփելով՝ մենք անալիտիկ կերպով ուսումնասիրել ենք ՄՆՄ-ի հետ ռեզոնանսորեն կապված երկու ՔԴՃ-երի ռելաքսացման դինամիկան արտաքին ռեզոնանսային դաշտում, օգտագործելով կիսադասական մոտավորությունը և հանգել ենք հետևյալ արդյունքներին՝ արտաքին ռեզոնանսային դաշտի առկայության դեպքում ՔԴՃ-ՄՆՄ-ՔԴՃ համակարգում ձևավորվում է կայուն խճճված վիճակ, դաշտի մեծությունը և ՔԴՃ-ՄՆՄ հեռավորությունը փոփոխելով կարելի է ղեկավարել ՔԴՃ-ՄՆՄ-ՔԴՃ համակարգի անցումային պրոցեսը՝ արագացնել կամ դանդաղեցնել և վերջապես համակարգում ձևավորված կայուն վիճակը կարելի է ղեկավարել փոփոխելով դաշտի ինտենսիվությունը:

ԵԶՐԱԿԱՅՈՒԹՅՈՒՆ

Ուսումնասիրվել է արտաքին ռեզոնանսային դաշտի ազդեցության տակ գտնվող ՔԴՃ-ՄՆՄ կապված համակարգի վարքը, ցույց է տրվել, որ վերջինը էապես կախված է ՔԴՃ-ի վրա արտաքին դաշտի ազդեցության (այդ թվում ՄՆՄ-ից ցրված մասի) և ՄՆՄ-ի միջոցով ՔԴՃ-ի ինքնազդեցության միջև հարաբերակցությունից: Թույլ մղման ռեժիմում (երբ արտաքին դաշտի դերը գերակշիռ չէ) ՔԴՃ-ի անցումային պրոցեսները ցուցաբերում են ոչ տատանողական վարք՝ ՔԴՃ-ն արագ անցում է կատարում կայուն սուպերպոզիցիոն վիճակի, որտեղ դրա գրգռված վիճակի հավանականությունը կարող է մոտ լինել 0.5-ին: Ուժեղ մղման ռեժիմում, երբ գերակշռում է արտաքին մղման դաշտը, ՔԴՃ-ի վարքը բնորոշվում է Ռաբիի տատանումներով, որոնք ընդգծված աններդաշնակություն ունեն: Այս ռեժիմում ՔԴՃ-ի ճառագայթման՝ փաստորեն ՔԴՃ-ի վրա արտաքին դաշտի ցրման, սպեկտրում կհայտնվեն հավելյալ հաճախություններ, որոնք բազմապատիկ են Ռաբիի հաճախությանը և այդ բարձր հարմոնիկների ամպլիտուդների միջև հարաբերակցությունը գլխավորապես կախված է ՔԴՃ-ի վրա արտաքին դաշտի ազդեցության (այդ թվում ՄՆՄ-ից ցրված մասի) և ՄՆՄ-ի միջոցով ՔԴՃ-ի ինքնազդեցության միջև վերոնշյալ հարաբերակցությունից, հետևաբար նաև ՔԴՃ-ՄՆՄ հեռավորությունից, քանի որ ՔԴՃ-ի ինքնազդեցությունը որոշվում է ՔԴՃ-ՄՆՄ կապով, որն էլ կախված է ՔԴՃ-ՄՆՄ հեռավորությունից: Սա բավական հետաքրքիր հեռանկարներ է բացում երևույթի կիրառման համար, օրինակ, նանոմետրական սանդղակում բավական նուրբ չափումներ իրականացնելու համար: Հետաքրքիր է նաև երկու ռեժիմների միջև անցման ուսումնասիրությունը՝ պարզապես տեղաշարժելով ՔԴՃ-ն կամ ՄՆՄ-ն մյուսի նկատմամբ, ինչը հիմք կլինի քվանտային օպտիկամեխանիկական համակարգի համար:

Հետազոտվել է ՄՆԿ-երով լումինեսցենտային ափսոսվեսիայի (պլազմոնով ուժեղացված ափսոսվեսիա) ուժեղացման նոր մեխանիզմ, որտեղ բացի լոկալ դաշտերի ուժեղացումից հատկանշական է նաև ՄՆԿ-ի արձագանքի փուլի դերը: Պարզվում է, որ փուլի որոշակի արժեքների դեպքում, ՔԴՃ-ի անցումը գրգռված վիճակից հիմնական վիճակին կարող է դանդաղել, ինչը մեծացնում է հիմնական վիճակից էներգիայի ոչ ճառագայթային փոխանցման հավանականությունը այլ

վիճակներ, ասել է՝ նպաստում է էֆեկտիվ ԱԷՓ-ին: Այս ազդեցությունը հատկապես ցցուն է մղման թույլ դաշտերի դեպքում:

Անալիտիկ կերպով ուսումնասիրվել է ՄՆՄ-ի հետ ռեզոնանսորեն կապված երկու ՔԴՃ-երի ռելաքսացման դինամիկան, օգտագործելով կիսադասական մոտավորությունը ստացվել են հետևյալ արդյունքները՝ արտաքին ռեզոնանսային դաշտի առկայության դեպքում ՔԴՃ-ՄՆՄ-ՔԴՃ համակարգում ձևավորվում է կայուն խճճված վիճակ, դաշտի առկայությունը հանգեցնում է սուպերպոզիցիոն վիճակի ստեղծմանը՝ առանց նախապես ստեղծված պայմանների (սկզբնապահին՝ ոչ զրոյական սուպերպոզիցիոն վիճակ): Համակարգի խճճվածությունը կարելի է փոփոխել ոչ միայն նանոմասնիկ-ՔԴՃ հեռավորությունների փոփոխությամբ, այլև արտաքին դաշտի մեծության փոփոխությամբ, ինչը ավելի հեշտ է ռեալիզացնել, իսկ նշված համակարգը կարող է կիրառվել, օրինակ, քվանտային համակարգիչներում:

ԵՐԱԽՏԱԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ

Այս ատենախոսության գոյությունը և առհասարակ իմ՝ գիտությանը հաղորդվինելը անհնարին կլիներ առանց իմ գիտական ղեկավարի՝ պրոֆեսոր Խ. Ներկարարյանի անընդհատ աջակցության և ուղղորդման, ինչի համար պարտական եմ իրեն և խորին երախտագիտությունս եմ հայտնում:

Մեծապես շնորհակալ եմ ԵՊՀ ԳԲՀ ռադիոֆիզիկայի և հեռահաղորդակցության ամբիոնի անձնակազմին, օգտակար քննարկումների և խորհուրդների համար:

ՀԱՊԱՎՈՒՄՆԵՐԻ ՑԱՆԿ

ԱԷՓ – ավիոնվերսիա՝ էներգիայի փոխանցմամբ

ԱՈՒՄ – ատոմաուժային մանրադիտակ

ԳԲՀ – գերբարձր հաճախություններ

ԿԳՎ – կլանում գրգռված վիճակում

ԿՄԳ – կոնական մետաղական գազաթ

ՄԻԿ – մոտիկ ինֆրակարմիր

ՄՆԿ – մետաղական նանոկառուցվածք

ՄՆՄ – մետաղական նանոմասնիկ

ՈւՄ – ուլտրամանուշակագույն

ՔԴԾ – քվանտային դիպոլային ճառագայթիչ

ՔՃ – քվանտային ճառագայթիչ

ՖՀ – ֆոտոնների հեղեղ

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Gramotnev, D.K. and S.I. Bozhevolnyi, *Plasmonics beyond the diffraction limit*. Nature photonics, 2010. **4**(2): p. 83.
2. Gonzalez-Tudela, A., et al., *Entanglement of two qubits mediated by one-dimensional plasmonic waveguides*. Physical review letters, 2011. **106**(2): p. 020501.
3. Chang, D., et al., *Quantum optics with surface plasmons*. Physical review letters, 2006. **97**(5): p. 053002.
4. Tame, M.S., et al., *Quantum plasmonics*. Nature Physics, 2013. **9**(6): p. 329.
5. Stockman, M.I., *Nanoplasmonics: past, present, and glimpse into future*. Optics express, 2011. **19**(22): p. 22029-22106.
6. Agio, M., *Optical antennas as nanoscale resonators*. Nanoscale, 2012. **4**(3): p. 692-706.
7. Suyver, J., et al., *Novel materials doped with trivalent lanthanides and transition metal ions showing near-infrared to visible photon upconversion*. Optical Materials, 2005. **27**(6): p. 1111-1130.
8. Wang, F. and X. Liu, *Recent advances in the chemistry of lanthanide-doped upconversion nanocrystals*. Chemical Society Reviews, 2009. **38**(4): p. 976-989.
9. Liu, G., *Advances in the theoretical understanding of photon upconversion in rare-earth activated nanophosphors*. Chemical Society Reviews, 2015. **44**(6): p. 1635-1652.
10. Tu, L., et al., *Excitation energy migration dynamics in upconversion nanomaterials*. Chemical Society Reviews, 2015. **44**(6): p. 1331-1345.
11. Bharadwaj, P., B. Deutsch, and L. Novotny, *Optical antennas*. Advances in Optics and Photonics, 2009. **1**(3): p. 438-483.
12. Pohl, D., *Near field optics seen as an antenna problem*, in *Near-Field Optics: Principles and Applications* 2000, World Scientific. p. 9-21.
13. Novotny, L., *Effective wavelength scaling for optical antennas*. Physical review letters, 2007. **98**(26): p. 266802.
14. Wessel, J., *Surface-enhanced optical microscopy*. JOSA B, 1985. **2**(9): p. 1538-1541.
15. Fischer, U.C. and D. Pohl, *Observation of single-particle plasmons by near-field optical microscopy*. Physical review letters, 1989. **62**(4): p. 458.

16. Novotny, L. and S.J. Stranick, *Near-field optical microscopy and spectroscopy with pointed probes*. Annu. Rev. Phys. Chem., 2006. **57**: p. 303-331.
17. Grober, R.D., R.J. Schoelkopf, and D.E. Prober, *Optical antenna: Towards a unity efficiency near-field optical probe*. Applied Physics Letters, 1997. **70**(11): p. 1354-1356.
18. Farahani, J.N., et al., *Single quantum dot coupled to a scanning optical antenna: a tunable superemitter*. Physical review letters, 2005. **95**(1): p. 017402.
19. Taminiau, T.H., et al., *$\lambda/4$ resonance of an optical monopole antenna probed by single molecule fluorescence*. Nano letters, 2007. **7**(1): p. 28-33.
20. Frey, H.G., et al., *High-resolution imaging of single fluorescent molecules with the optical near-field of a metal tip*. Physical review letters, 2004. **93**(20): p. 200801.
21. Kühn, S., et al., *Enhancement of single-molecule fluorescence using a gold nanoparticle as an optical nanoantenna*. Physical review letters, 2006. **97**(1): p. 017402.
22. Anger, P., P. Bharadwaj, and L. Novotny, *Enhancement and quenching of single-molecule fluorescence*. Physical review letters, 2006. **96**(11): p. 113002.
23. Junno, T., et al., *Controlled manipulation of nanoparticles with an atomic force microscope*. Applied Physics Letters, 1995. **66**(26): p. 3627-3629.
24. Schietinger, S., et al., *Plasmon-enhanced single photon emission from a nanoassembled metal– diamond hybrid structure at room temperature*. Nano letters, 2009. **9**(4): p. 1694-1698.
25. Huang, F.M. and D. Richards, *Fluorescence enhancement and energy transfer in apertureless scanning near-field optical microscopy*. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2006. **8**(4): p. S234.
26. Bharadwaj, P. and L. Novotny, *Spectral dependence of single molecule fluorescence enhancement*. Optics express, 2007. **15**(21): p. 14266-14274.
27. Novotny, L., et al., *Longitudinal field modes probed by single molecules*. Physical review letters, 2001. **86**(23): p. 5251.
28. Sakurai, J.J. and E.D. Commins, *Modern quantum mechanics, revised edition*, 1995, AAPT.
29. Gerry, C., P. Knight, and P.L. Knight, *Introductory quantum optics* 2005: Cambridge university press.

30. Dorfman, K.E., et al., *Quantum-coherence-enhanced surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation*. Physical review letters, 2013. **111**(4): p. 043601.
31. Chen, X.-W., M. Agio, and V. Sandoghdar, *Metallodielectric hybrid antennas for ultrastrong enhancement of spontaneous emission*. Physical review letters, 2012. **108**(23): p. 233001.
32. Acuna, G.P., et al., *Distance dependence of single-fluorophore quenching by gold nanoparticles studied on DNA origami*. ACS nano, 2012. **6**(4): p. 3189-3195.
33. Weisskopf, V. and E. Wigner, *Über die natürliche Linienbreite in der Strahlung des harmonischen Oszillators*. Zeitschrift für Physik, 1930. **65**(1-2): p. 18-29.
34. Nerkararyan, K.V., T.S. Yezekyan, and S.I. Bozhevolnyi, *Phase-shifted response of plasmonic nanostructures: Implications to luminescence upconversion*. Journal of Luminescence, 2017. **192**: p. 595-598.
35. Nerkararyan, K.V. and S.I. Bozhevolnyi, *Relaxation dynamics of a quantum emitter resonantly coupled to a coherent state of a localized surface plasmon*. Faraday discussions, 2015. **178**: p. 295-306.
36. Nerkararyan, K.V. and S.I. Bozhevolnyi, *Relaxation dynamics of a quantum emitter resonantly coupled to a metal nanoparticle*. Optics letters, 2014. **39**(6): p. 1617-1620.
37. Nerkararyan, K. and T. Yezekyan, *Dynamics of a Quantum Emitter Coupled to a Metal Nanostructure in the Presence of External Resonant Field*. Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences), 2018. **53**(4): p. 332-337.
38. Johnson, P.B. and R.-W. Christy, *Optical constants of the noble metals*. Physical Review B, 1972. **6**(12): p. 4370.
39. Burnett, K., V. Reed, and P. Knight, *Atoms in ultra-intense laser fields*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 1993. **26**(4): p. 561.
40. Zhou, Y., et al., *Coherent control of a strongly driven silicon vacancy optical transition in diamond*. Nature communications, 2017. **8**: p. 14451.
41. Nerkararyan, K.V., T.S. Yezekyan, and S.I. Bozhevolnyi, *Dynamics of a quantum emitter resonantly coupled to both external field and localized surface plasmon*. Physical Review B, 2018. **97**(4): p. 045401.

42. Nerkararyan, K.V. and S.I. Bozhevolnyi, *Entanglement of two qubits mediated by a localized surface plasmon*. Physical Review B, 2015. **92**(4): p. 045410.
43. Bozhevolnyi, S.I. and J.B. Khurgin, *Fundamental limitations in spontaneous emission rate of single-photon sources*. Optica, 2016. **3**(12): p. 1418-1421.
44. Seelig, J., et al., *Nanoparticle-induced fluorescence lifetime modification as nanoscopic ruler: demonstration at the single molecule level*. Nano letters, 2007. **7**(3): p. 685-689.
45. Juan, M.L., M. Righini, and R. Quidant, *Plasmon nano-optical tweezers*. Nature photonics, 2011. **5**(6): p. 349.
46. Bozhevolnyi, S.I. and J.B. Khurgin, *The case for quantum plasmonics*. Nature photonics, 2017. **11**(7): p. 398.
47. Yu, M., et al., *Laser scanning up-conversion luminescence microscopy for imaging cells labeled with rare-earth nanophosphors*. Analytical Chemistry, 2009. **81**(3): p. 930-935.
48. Xu, C.T., J. Axelsson, and S. Andersson-Engels, *Fluorescence diffuse optical tomography using upconverting nanoparticles*. Applied Physics Letters, 2009. **94**(25): p. 251107.
49. Wu, S., et al., *Non-blinking and photostable upconverted luminescence from single lanthanide-doped nanocrystals*. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2009. **106**(27): p. 10917-10921.
50. Park, Y.I., et al., *Nonblinking and nonbleaching upconverting nanoparticles as an optical imaging nanoprobe and T1 magnetic resonance imaging contrast agent*. Advanced materials, 2009. **21**(44): p. 4467-4471.
51. Ostrowski, A.D., et al., *Controlled synthesis and single-particle imaging of bright, sub-10 nm lanthanide-doped upconverting nanocrystals*. ACS nano, 2012. **6**(3): p. 2686-2692.
52. Liu, Q., et al., *Blue-emissive upconversion nanoparticles for low-power-excited bioimaging in vivo*. Journal of the American Chemical Society, 2012. **134**(11): p. 5390-5397.
53. Liu, H., C.T. Xu, and S. Andersson-Engels, *Multibeam fluorescence diffuse optical tomography using upconverting nanoparticles*. Optics letters, 2010. **35**(5): p. 718-720.
54. Miteva, T., et al., *Annihilation assisted upconversion: all-organic, flexible and transparent multicolour display*. New Journal of Physics, 2008. **10**(10): p. 103002.

55. Merkel, P.B. and J.P. Dinnocenzo, *Low-power green-to-blue and blue-to-UV upconversion in rigid polymer films*. Journal of Luminescence, 2009. **129**(3): p. 303-306.
56. Ma, R., et al., *Fingermark detection on non-porous and semi-porous surfaces using NaYF₄: Er, Yb up-converter particles*. Forensic science international, 2011. **207**(1-3): p. 145-149.
57. Kim, J.-H., et al., *High efficiency low-power upconverting soft materials*. Chemistry of materials, 2012. **24**(12): p. 2250-2252.
58. Wang, B., et al., *Efficient triplet sensitizers of palladium (II) tetraphenylporphyrins for upconversion-powered photoelectrochemistry*. The Journal of Physical Chemistry C, 2014. **118**(3): p. 1417-1425.
59. Sun, C.-J., et al., *Application of Na YF₄: Yb, Er upconversion fluorescence nanocrystals for solution-processed near infrared photodetectors*. Applied Physics Letters, 2007. **91**(19): p. 191113.
60. Shalav, A., et al., *Application of NaYF₄: Er³⁺ up-converting phosphors for enhanced near-infrared silicon solar cell response*. Applied Physics Letters, 2005. **86**(1): p. 013505.
61. Richards, B.S. and A. Shalav, *Enhancing the near-infrared spectral response of silicon optoelectronic devices via up-conversion*. IEEE Transactions on Electron Devices, 2007. **54**(10): p. 2679-2684.
62. Khnayzer, R.S., et al., *Upconversion-powered photoelectrochemistry*. Chemical Communications, 2012. **48**(2): p. 209-211.
63. de Wild, J., et al., *Enhanced near-infrared response of a-Si: H solar cells with β -NaYF₄: Yb³⁺ (18%), Er³⁺ (2%) upconversion phosphors*. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2010. **94**(12): p. 2395-2398.
64. De Wild, J., et al., *Upconverter solar cells: materials and applications*. Energy & Environmental Science, 2011. **4**(12): p. 4835-4848.
65. Boyer, J.-C. and F.C. Van Veggel, *Absolute quantum yield measurements of colloidal NaYF₄: Er³⁺, Yb³⁺ upconverting nanoparticles*. Nanoscale, 2010. **2**(8): p. 1417-1419.
66. Wang, J., et al., *Enhancing multiphoton upconversion through energy clustering at sublattice level*. Nature materials, 2014. **13**(2): p. 157.

67. Shalav, A., B. Richards, and M. Green, *Luminescent layers for enhanced silicon solar cell performance: up-conversion*. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2007. **91**(9): p. 829-842.
68. Van Dijk, J. and M. Schuurmans, *On the nonradiative and radiative decay rates and a modified exponential energy gap law for $4f-4f$ transitions in rare-earth ions*. The Journal of Chemical Physics, 1983. **78**(9): p. 5317-5323.
69. Auzel, F., *Upconversion and anti-stokes processes with f and d ions in solids*. Chemical reviews, 2004. **104**(1): p. 139-174.
70. Chen, G., et al., *Intense visible and near-infrared upconversion photoluminescence in colloidal $\text{LiYF}_4\text{:Er}^{3+}$ nanocrystals under excitation at 1490 nm*. ACS nano, 2011. **5**(6): p. 4981-4986.
71. Martín-Rodríguez, R., et al., *Highly efficient IR to NIR upconversion in $\text{Gd}_2\text{O}_3\text{:Er}^{3+}$ for photovoltaic applications*. Chemistry of materials, 2013. **25**(9): p. 1912-1921.
72. Van Der Ende, B.M., L. Aarts, and A. Meijerink, *Lanthanide ions as spectral converters for solar cells*. Physical Chemistry Chemical Physics, 2009. **11**(47): p. 11081-11095.
73. Liu, X., et al., *Breakthrough in concentration quenching threshold of upconversion luminescence via spatial separation of the emitter doping area for bio-applications*. Chemical Communications, 2011. **47**(43): p. 11957-11959.
74. Chen, G., C. Yang, and P.N. Prasad, *Nanophotonics and nanochemistry: controlling the excitation dynamics for frequency up-and down-conversion in lanthanide-doped nanoparticles*. Accounts of chemical research, 2013. **46**(7): p. 1474-1486.
75. Chen, G., et al., *Ultrasmall monodisperse $\text{NaYF}_4\text{:Yb}^{3+}/\text{Tm}^{3+}$ nanocrystals with enhanced near-infrared to near-infrared upconversion photoluminescence*. ACS nano, 2010. **4**(6): p. 3163-3168.
76. Vetrone, F., et al., *Upconverting Nanoparticles: The Active-Core/Active-Shell Approach: A Strategy to Enhance the Upconversion Luminescence in Lanthanide-Doped Nanoparticles (Adv. Funct. Mater. 18/2009)*. Advanced Functional Materials, 2009. **19**(18).
77. Pollnau, M., et al., *Power dependence of upconversion luminescence in lanthanide and transition-metal-ion systems*. Physical Review B, 2000. **61**(5): p. 3337.

78. Grant, W.J., *Role of rate equations in the theory of luminescent energy transfer*. Physical Review B, 1971. **4**(2): p. 648.
79. Wang, F., et al., *Tuning upconversion through energy migration in core-shell nanoparticles*. Nature materials, 2011. **10**(12): p. 968.
80. Prorok, K., et al., *Energy migration up-conversion of Tb³⁺ in Yb³⁺ and Nd³⁺ codoped active-core/active-shell colloidal nanoparticles*. Chemistry of materials, 2016. **28**(7): p. 2295-2300.
81. Zhong, Y., et al., *Elimination of photon quenching by a transition layer to fabricate a quenching-shield sandwich structure for 800 nm excited upconversion luminescence of Nd³⁺-sensitized nanoparticles*. Advanced materials, 2014. **26**(18): p. 2831-2837.
82. Xie, X., et al., *Mechanistic investigation of photon upconversion in Nd³⁺-sensitized core-shell nanoparticles*. Journal of the American Chemical Society, 2013. **135**(34): p. 12608-12611.
83. Wang, Y.-F., et al., *Nd³⁺-sensitized upconversion nanophosphors: efficient in vivo bioimaging probes with minimized heating effect*. ACS nano, 2013. **7**(8): p. 7200-7206.
84. Wen, H., et al., *Upconverting near-infrared light through energy management in core-shell-shell nanoparticles*. Angewandte Chemie, 2013. **125**(50): p. 13661-13665.
85. Raether, H., *Surface plasmons on smooth surfaces*, in *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings* 1988, Springer. p. 4-39.
86. Novotny, L. and B. Hecht, *Principles of nano-optics* 2012: Cambridge university press.
87. Novotny, L. and N. Van Hulst, *Antennas for light*. Nature photonics, 2011. **5**(2): p. 83.
88. Pelton, M., J. Aizpurua, and G. Bryant, *Metal-nanoparticle plasmonics*. Laser & Photonics Reviews, 2008. **2**(3): p. 136-159.
89. Nie, S. and S.R. Emory, *Probing single molecules and single nanoparticles by surface-enhanced Raman scattering*. science, 1997. **275**(5303): p. 1102-1106.
90. Kneipp, K., et al., *Single molecule detection using surface-enhanced Raman scattering (SERS)*. Physical review letters, 1997. **78**(9): p. 1667.
91. Neubrech, F., et al., *Resonant plasmonic and vibrational coupling in a tailored nanoantenna for infrared detection*. Physical review letters, 2008. **101**(15): p. 157403.

92. Wang, H., J. Kundu, and N.J. Halas, *Plasmonic nanoshell arrays combine surface-enhanced vibrational spectroscopies on a single substrate*. Angewandte Chemie International Edition, 2007. **46**(47): p. 9040-9044.
93. Kinkhabwala, A., et al., *Large single-molecule fluorescence enhancements produced by a bowtie nanoantenna*. Nature photonics, 2009. **3**(11): p. 654.
94. Haynes, C.L. and R.P. Van Duyne, *Plasmon-sampled surface-enhanced Raman excitation spectroscopy*. The Journal of Physical Chemistry B, 2003. **107**(30): p. 7426-7433.
95. Suyver, J., et al., *Anomalous power dependence of sensitized upconversion luminescence*. Physical Review B, 2005. **71**(12): p. 125123.
96. Fischer, S., et al., *Modeling upconversion of erbium doped microcrystals based on experimentally determined Einstein coefficients*. Journal of Applied Physics, 2012. **111**(1): p. 013109.
97. Esteban, R., M. Laroche, and J.-J. Greffet, *Influence of metallic nanoparticles on upconversion processes*. Journal of Applied Physics, 2009. **105**(3): p. 033107.
98. Fischer, S., et al., *Plasmon enhanced upconversion luminescence near gold nanoparticles—simulation and analysis of the interactions*. Optics express, 2012. **20**(1): p. 271-282.
99. Lantigua, C., et al., *Engineering upconversion emission spectra using plasmonic nanocavities*. Optics letters, 2014. **39**(13): p. 3710-3713.
100. Fujii, M., et al., *Upconversion luminescence of Er and Yb codoped NaYF₄ nanoparticles with metal shells*. The Journal of Physical Chemistry C, 2013. **117**(2): p. 1113-1120.
101. Chan, E.M., et al., *Concentrating and recycling energy in lanthanide codopants for efficient and spectrally pure emission: the case of NaYF₄: Er³⁺/Tm³⁺ upconverting nanocrystals*. The Journal of Physical Chemistry B, 2012. **116**(35): p. 10561-10570.
102. De Abajo, F.G. and A. Howie, *Retarded field calculation of electron energy loss in inhomogeneous dielectrics*. Physical Review B, 2002. **65**(11): p. 115418.
103. De Abajo, F.G. and A. Howie, *Relativistic electron energy loss and electron-induced photon emission in inhomogeneous dielectrics*. Physical review letters, 1998. **80**(23): p. 5180.

104. Pors, A., K.V. Nerkararyan, and S.I. Bozhevolnyi, *Scaling in light scattering by sharp conical metal tips*. Optics letters, 2014. **39**(11): p. 3308-3311.
105. Malta, O., *Emission yield enhancement for non-linear processes in the presence of small metallic particles*. Physics Letters A, 1986. **114**(4): p. 198-200.
106. Nerkararyan, K. and T. Yezekyan, *Relaxation delay of quantum dipole emitter at the phase-shifted response of metallic nanostructure*, in *B. Abstr. LP-2017 Conference*.2017. p. 33.
107. Bennett, C.H., et al., *Concentrating partial entanglement by local operations*. Physical Review A, 1996. **53**(4): p. 2046.
108. Horodecki, R. and P. Horodecki, *Quantum redundancies and local realism*. Physics Letters A, 1994. **194**(3): p. 147-152.
109. Peres, A., *Separability criterion for density matrices*. Physical review letters, 1996. **77**(8): p. 1413.
110. Horodecki, R., M. Horodecki, and P. Horodecki, *Teleportation, Bell's inequalities and inseparability*. Physics Letters A, 1996. **222**(1-2): p. 21-25.
111. Hill, S. and W.K. Wootters, *Entanglement of a pair of quantum bits*. Physical review letters, 1997. **78**(26): p. 5022.
112. Gao, W., et al., *Observation of entanglement between a quantum dot spin and a single photon*. Nature, 2012. **491**(7424): p. 426.
113. Majer, J., J. Majer, JM Chow, JM Gambetta, J. Koch, BR Johnson, JA Schreier, L. Frunzio, DI Schuster, AA Houck, A. Wallraff, A. Blais, MH Devoret, SM Girvin, and RJ Schoelkopf, *Nature (London) 449, 443 (2007)*. Nature (London), 2007. **449**: p. 443.
114. Pan, J.-W., et al., *Experimental test of quantum nonlocality in three-photon Greenberger–Horne–Zeilinger entanglement*. Nature, 2000. **403**(6769): p. 515.
115. Togan, E., et al., *Quantum entanglement between an optical photon and a solid-state spin qubit*. Nature, 2010. **466**(7307): p. 730.
116. Եզեկյան, Թ., *Մետաղական նանոմասնիկով կապված քվանտային դիպոլային ճառագայթիչները արտաքին էլեկտրամագնիսական դաշտում*. ԵՊՀ ՈՒԳԸ գիտական հոդվածների ժողովածու, 2017. **1.5**(22): p. 211-219.