

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ա. Ժ. ՍՈՒՐԱԴՅԱՆ

Գ. Ա. ՍՈՒՐԱԴՅԱՆ

ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՍԱՌԵՑՈՒՄ
ԵՎ ԲՈԶԵ-ԱՅՆՇՏԱՅՆՅԱՆ
ԿՈՆԴԵՆՍԱՏ

Դասախոսությունների ձեռնարկ

ԵՐԵՎԱՆ

ԵՊՀ ՀՐԱՏԱՐԱԿԶՈՒԹՅՈՒՆ

2018

ՀՏԴ 535(042.4)

ԳՄԴ 22.343գ7

Լ 133

*Հրատարակության և երաշխավորել
ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետի խորհուրդը*

Կազմողներ՝ Ա. Ժ. Մուրադյան,

Գ. Ա. Մուրադյան

Գրախոսներ՝

Ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր Խ. Վ. Ներկարարյան,

Ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկտոր Տ. Ս. Հակոբյան

Լ 133 *Լազերային սառեցում և Բոզե-Այնշտայնյան կոնդեն-
սատ* (Դասախոսությունների ձեռնարկ) / Կազմողներ՝
Մուրադյան Ա. Ժ., Մուրադյան Գ. Ա.: - Եր., ԵՊՀ հրատ.,
2018, 168 էջ:

Ձեռնարկը նախատեսված է «Ֆիզիկա» մասնագիտության բարձր կուրսերի ուսանողների համար: Այն ներկայացնում է օպտիկական ուժերի ու լազերային սառեցման տեսությունը և փորձարարական որոշ արդյունքներ, սառեցման արդյունքում ստացվող քվանտային մակրոսկոպիկ վիճակի՝ Բոզե-Այնշտայնյան կոնդենսատի ստատիստիկական և կոհերենտության հատկություններն ու հիմնական տեխնոլոգիական կիրառությունները:

Կարող է օգտակար լինել նաև ասպիրանտներին և երիտասարդ գիտաշխատողներին:

ՀՏԴ 535(042.4)

ԳՄԴ 22.343գ7

ISBN 978-5-8084-2275-9

© ԵՊՀ հրատ., 2018

© Կազմողի համար, 2018

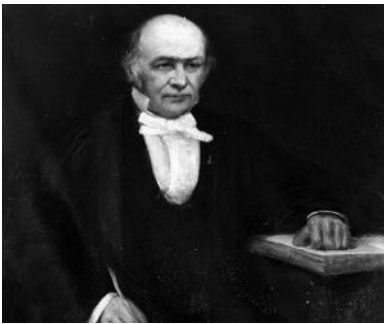
ԳԼՈՒԽ I

ԱՏՈՄԻ ՆԵՐՔԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐՆ ԻՆՏԵՆՍԻՎ ԼՈՒՍՍԱՅԻՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ

§ 1. Ատոմի ներքին վիճակը լուսային ալիքի դաշտում

Առանձնացված ատոմը բավականին լավ հայտնի քվանտամեխանիկական համակարգ է: Դա առաջին հերթին վերաբերում է ատոմի կազմության մեջ մտնող էլեկտրոնների շարժմանը զանգվածների կենտրոնի, կամ որ նույնն է՝ ատոմական միջուկի նկատմամբ: Էլեկտրոնների վիճակը տրվում է ալիքային ֆունկցիայի միջոցով որպես Շրեդինգերի հավասարման լուծում:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H}_0 \Psi$$



Վիլյամ Համիլթոն

վիճակները, որոնց դեպքում ալիքային ֆունկցիան ժամանակից կախված է էքսպոնենտային օրենքով.

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N; t) = \Psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) e^{-\frac{i}{\hbar} E t},$$

որտեղ N -ը էլեկտրոնների թիվն է ատոմում: Դա նշանակում է, որ ստացիոնար վիճակի ալիքային ֆունկցիայի կոորդինատային մասը բավարարում է $\hat{H}_0 \Psi_n(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) = E_n \Psi_n(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$ հավասարմանը, ինչն անվանում են Շրեդինգերի ստացիոնար հավասարում: Այստեղ անհայտ են $\Psi_n(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$ ալիքային ֆունկցիան և դրա համապատասխան էներգիայի արժեքը, իսկ վիճակի քվանտային թվերի (գլխավոր, օրբիտալ շարժման քանակի, լրիվ մոմենտի, լրիվ մոմենտի պրոյեկցիայի) հանրախումբը սիմվոլացված է $\mathbf{n}$ ինդեքսով: Ստացիոնար է, օրինակ, միջուկը շրջապատող էլեկտրոնային «ամպի» հիմնական վիճակը:



Էրվին Շրեդինգեր

Սեփական ֆունկցիաների $\{\Psi_n(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)\}$ բազմությունը կազմում է ֆունկցիաների օրթոնորմավորված բազիս,

$$\int \dots \int \Psi_n^*(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) \Psi_m(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) d^3\mathbf{r}_1 \dots d^3\mathbf{r}_N = \delta_{nm},$$

ինչը թույլ է տալիս նույն փոփոխականների կամայական $\Psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$ ֆունկցիա վերլուծել ըստ այդ բազիսի.

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) = \sum_n C_n \Psi_n(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N):$$

Վերջինս սկզբունքային կարևորություն ունի քվանտամեխանիկական հաշվարկներ կատարելիս: Այն շատ հաճախ օգտագործվում է նաև արդյունքների ֆիզիկական մեկնաբանությունների համար:

Լույսի հետ ատոմի փոխազդեցության ընթացքում էլեկտրոնների վիճակը փոխվում է: Արտաքին թաղանթը լրացնող մեկ

կամ մի քանի էլեկտրոններ անցումներ են կատարում ավելի մեծ էներգիաներով մակարդակներ, որոնք կոչվում են նաև գրգռված մակարդակներ: Հետագայում մենք նկատի ենք ունենալու փոխազդեցության պարզագույն սխեմա, երբ փոխազդեցության մեջ ներառվում է միայն մեկ էլեկտրոն: Փոխազդեցության այսպիսի միաէլեկտրոն մոտարկումը շատ լավ աշխատում է ավելի բարձր մետաղների գոլորշիների դեպքում (լիթիում, նատրիում, կալիում, ռուբիդիում, ցեզիում), երբ արտաքին թաղանթում գտնվում է մեկ էլեկտրոն: Նկատենք, որ դասընթացում ներառված երևույթների ինչպես տեսական, այնպես էլ փորձարարական հետազոտումների ճնշող մեծամասնությունն անցկացվել և անցկացվում է հենց ավելի բարձր մետաղների գոլորշիներում: Նաև ավելացնենք, որ միաէլեկտրոն փոխազդեցության սխեման հնարավորություն է տալիս փորձարարական արդյունքների և տեսության համեմատումն անցկացնելու առանց ազատ կամ ֆեռմիոնային պարամետրերի:

Էներգետիկ մակարդակների միջև էլեկտրոնի քվանտային անցումների շնորհիվ ատոմում մակաձվում են, էլեկտրադինամիկայի տերմիններով ասած, շեղման հոսանքներ: Ատոմը ձեռք է բերում բարձրաճախային դիպոլային մոմենտ, որի հետ դաշտի փոխազդեցության էներգիան էլ հենց կազմում է դաշտատոմ փոխազդեցության էներգիան: Դասական պատկերացմամբ այն գրվում է $V = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$ տեսքով, որտեղ $\mathbf{d}$ -ն մակաձված դիպոլային մոմենտն է, $\mathbf{E}$ -ն՝ լուսային ալիքի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը: Քվանտամեխանիկական ներկայացմամբ՝

$$\hat{V} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E},$$

որտեղ $\hat{\mathbf{d}}$ -ն և $\hat{V}$ -ն արդեն օպերատորներ են: Լուսային ալիքի դաշտում գտնվող ատոմի (օպտիկական էլեկտրոնի) ալիքային ֆունկցիան, ուրեմն բավարարում է

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = (\hat{H}_0 - \hat{\mathbf{d}} \mathbf{E}) \Psi(\mathbf{r}, t) \quad (1.1)$$

հավասարմանը: Վերջինիս լուծման համար հարմար է լինում $\Psi(\mathbf{r}, t)$ -ն վերլուծել՝ համաձայն վերոհիշյալի, ըստ ազատ ատոմի ստացիոնար վիճակների՝

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \sum_n C_n(t) \Psi_n(\mathbf{r}): \quad (1.2)$$

Գումարումն այստեղ տարածվում է ինչպես դիսկրետ, այնպես էլ անընդհատ սպեկտրի վրա: (1.2)-ի գործակիցներում առանձնացնենք ազատ ստացիոնար վիճակների ժամանակային էքսպոնենտները՝

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \sum_n \bar{C}_n(t) \Psi_n(\mathbf{r}) e^{-\frac{i}{\hbar} E_n t}: \quad (1.3)$$

Փնտրվող $\bar{C}_n(t)$ գործակիցների որոշման նպատակով ալիքային ֆունկցիայի (1.3) տեսքը Շրեդինգերի (1.1) հավասարման մեջ տեղադրելուց հետո հավասարումը ձևափոխելով կստանանք $\Psi_n^*(\mathbf{r})$ -ով և ինտեգրում ըստ ատոմի ծավալի: Ձախից $\Psi_n(\mathbf{r})$ -երի օրթոնորմավորումն օգտագործելուց հետո ստացվում է

$$e^{-\frac{i}{\hbar} E_n t} \left(i\hbar \frac{d\bar{C}_n(t)}{dt} + E_n \bar{C}_n(t) \right):$$

Նույն գործողությունները, ներառյալ $\Psi_n(\mathbf{r})$ -ի՝ H_0 -ի սեփական ֆունկցիա լինելը, հավասարման աջ մասը ձևափոխում են

$$e^{\frac{i}{\hbar} E_n t} (E_n \bar{C}_n(t) - \sum_m \bar{C}_m(t) \mathbf{d}_{nm} \mathbf{E} e^{-i \omega_{mn} t})$$

տեսքի, որտեղ

$$\omega_{mn} = \frac{E_m - E_n}{\hbar}$$

օպտիկական անցման հաճախությունն է, իսկ

$$\mathbf{d}_{nm} = \int \Psi_n^*(\mathbf{r}) \hat{\mathbf{d}} \Psi_m(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \text{ - ն}$$

դիպոլային մոմենտի մատրիցական էլեմենտն է: Միավորելով հավասարման աջ և ձախ մասերը՝ փնտրվող $\bar{C}_n(t)$ հավանականային ամպլիտուդների համար գալիս ենք

$$i \frac{d\bar{C}_n(t)}{dt} = - \sum_m \bar{C}_m(t) \frac{\mathbf{d}_{nm} \mathbf{E}}{\hbar} e^{-i \omega_{mn} t}, \quad (1.4)$$

անվերջ հավասարումների համակարգի: Նկատենք, որ այն դուրս բերվեց առանց որևէ մոտավորության կիրառման: Խնդրի ամփոփ լուծման համար ընդհանուր դեպքում անհրաժեշտ են նաև սկզբնական պայմաններ:

§ 2. Ատոմն ինտենսիվ մոնոքրոմատիկ ալիքի դաշտում: Երկմակարդակ ատոմ և պտտվող ալիքի մոտավորություն

Լուսային դաշտում գտնվող ատոմի վիճակների որոշման խնդրում առավել պարզը, գուցեև կարևորը մոնոքրոմատիկ ալիքի դեպքն է, երբ

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} + \mathbf{E}_0^* e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r} + i\omega t}, \quad (2.1)$$

որտեղ $\mathbf{E}_0 = \text{const}$ ՝ ըստ ժամանակի: Տեղադրելով այս արտահայտությունը (1.4)-ում՝ տեսնում ենք, որ գործակիցների ժամա-

նակային կախվածությունը դառնում է բացառապես էքսպոնեն-
տային բնույթի, կեղծ արգումենտներով, որտեղ մտնում են դաշ-
տի և ատոմական անցումների հաճախությունների գումարներ
և տարբերություններ: Վերջինիս պատճառով առանձնանում է,
այսպես կոչված, ռեզոնանսային փոխազդեցության դեպքը, երբ
լուսային ալիքի հաճախությունը մոտ է լինում ատոմական որևէ
և $m > n$ մակարդակների միջև անցման ω_{mn} հաճախությանը.

$$\omega_{mn} - \omega \ll \omega_{mn}, \omega :$$

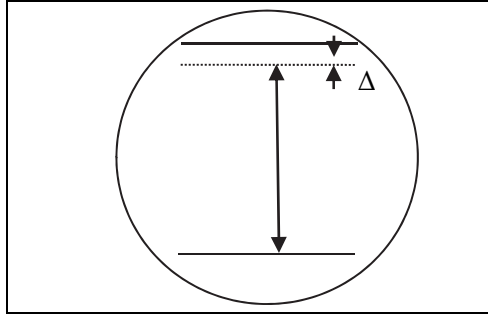
Այս դեպքում միայն երկու ամպլիտուդների հավասարում-
ներում է, որ առկա են լինում հիշյալ հաճախությունների տար-
բերություն, հետևաբար՝ համեմատաբար դանդաղ փոփոխվող
էքսպոնենտներ պարունակող գործակիցներ: Ենթադրելով ժա-
մանակային միջինացում շատ փոքր, $2\pi/(\omega + \omega_{mn})$ կարգի ժա-
մանակների ընթացքում՝ մենք նկատում ենք, որ, նախ, բոլոր
 $k \neq m, n$ համարներով անդամների էքսպոնենտային գործա-
կիցների միջինները զրո արժեքի շուրջ մեծաթիվ օսցիլյացիա-
ներ կատարելու հետևանքով կարող են փոխարինվել զրոներով:
Դրա արդյունքում (1.4) անվերջ թվով հավասարումների համա-
կարգի փոխարեն մնում է երկու հավասարումների համակարգ՝

$$i \frac{d\bar{C}_n(t)}{dt} = -\frac{\mathbf{d}_{mn}^*}{\hbar} (\mathbf{E}_0^* e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} e^{i(\omega - \omega_{mn})t} + \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} e^{-i(\omega + \omega_{mn})t}) \bar{C}_m(t), \quad (2.2a)$$

$$i \frac{d\bar{C}_m(t)}{dt} = -\frac{\mathbf{d}_{mn}}{\hbar} (\mathbf{E}_0^* e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} e^{i(\omega + \omega_{mn})t} + \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} e^{-i(\omega - \omega_{mn})t}) \bar{C}_n(t), \quad (2.2b)$$

հավանականային $\bar{C}_n(t)$ և $\bar{C}_m(t)$ երկու ամպլիտուդների հա-
մար:

Ռեզոնանսային պայմանը թույլ է տալիս իրական բազմա-
մակարդակ ատոմը փոխարինել երկմակարդակ մոդելով: Ատո-
մի (1.3) ալիքային ֆունկցիայում մնում են միայն երկու անդամ-
ներ՝ համապատասխան այն էներգետիկ մակարդակներին,
որոնց միջև մոնոքրոմատիկ լուսային ալիքի ազդեցության տակ
տեղի են ունենում քվանտային անցումները:



Երկմակարդակ հավասարումների (2.2), (2.3) համակարգը
ձգքրիտ անալիտիկ լուծում չունի, սակայն նրանում հաճախու-
թյունների գումար պարունակող անդամները կա կարող են ար-
համարհվել: Այս պատվով ալիքի կոչվող մոտավորությամբ
(rotating wave approximation) ատոմական վիճակի էվոլյուցիան
տրվում է

$$i \frac{d\bar{C}_n(t)}{dt} = -\frac{\mathbf{d}_{mn}^*}{\hbar} \mathbf{E}_0^* e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} e^{i(\omega - \omega_{mn})t} \bar{C}_m(t), \quad (2.3a)$$

$$i \frac{d\bar{C}_m(t)}{dt} = -\frac{\mathbf{d}_{mn}}{\hbar} \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} e^{-i(\omega - \omega_{mn})t} \bar{C}_n(t) \quad (2.3b)$$

պարզեցված հավասարումների գույգով, որոնցում գործակից-
ների ժամանակային կախումը կարող է սղվել, օրինակ, ամպլի-
տուդներից մեկի համար

$$\bar{C}_m(t) = e^{-i(\omega - \omega_{mn})t} c_m(t), \quad (2.4)$$

փուլային ձևափոխության՝ թողնելով մյուս ամպլիտուդն անփոփոխ՝ $\bar{C}_n(t) = c_n(t)$: Արդյունքում ստանում ենք

$$i \frac{dc_n(t)}{dt} = -\frac{\mathbf{d}_{mn}^* \mathbf{E}_0}{\hbar} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} c_m(t) \quad (2.5a)$$

$$i \frac{dc_m(t)}{dt} + (\omega - \omega_{mn}) c_m(t) = -\frac{\mathbf{d}_{mn} \mathbf{E}_0}{\hbar} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} c_n(t) \quad (2.5b)$$

հաստատուն գործակիցներով հավասարումների համակարգ, որի լուծումները, ինչպես հայտնի է, կարելի է փնտրել հաստատուն անգամ $\exp[-i\lambda t]$ տեսքով՝

$$c_n(t) = c_n(0) \exp[-i\lambda t], \quad c_m(t) = c_m(0) \exp[-i\lambda t]:$$

Տեղադրման արդյունքում λ պարամետրի համար ստանում ենք բնութագրական

$$\lambda^2 + \Delta\lambda - |V|^2 = 0$$

քառակուսի հավասարումը՝ երկու

$$\lambda_1 = -\frac{\Delta}{2} + \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + |V|^2}, \quad \lambda_2 = -\frac{\Delta}{2} - \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + |V|^2} \quad (2.6)$$



Իսիդոր Ռաբի

գծայնորեն անկախ լուծումներով: $\Delta = \omega - \omega_{mn}$ տարբերությունը հայտնի է որպես ռեզոնանսի ապալարք (resonance detuning), իսկ հաճախության չափողականություն ունեցող

$$V = \frac{\mathbf{d}_{mn} \mathbf{E}_0}{\hbar} \quad (2.7)$$

մեծությունը կոչվում է Ռաբիի հաճախություն (Rabi frequency): Հայտնի է նաև «Ռաբիի ընդհանրացված հաճախություն» հասկացությունը,

$$\Omega = \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + |\mathbf{V}|^2}, \quad (2.8)$$

ինչի դիմացի նշանով տարբերվում են իրարից λ_1 -ի և λ_2 -ի արտահայտությունները (2.6) բանաձևերում:

Այժմ (2.5a)-ի կամ (2.5b)-ի օգնությամբ $c_n(0)$, $c_m(0)$ ամպլիտուդներից մեկն արտահայտենք մյուսի միջոցով և ներգրավելով նաև նորմավորման պայմանը՝ գրենք համապատասխան ալիքային ֆունկցիաներն ամբողջական տեսքով.

i. երբ $\lambda = \lambda_1$, ապա

$$\Psi_1(t) = C_1 \left\{ \Psi_n(\mathbf{r}) + \frac{V^*}{\Delta + \lambda_1} \Psi_m(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t} \right\} e^{-i \left(\frac{E_n}{\hbar} + \lambda_1 \right) t}, \quad (2.9)$$

$$C_1 = \sqrt{\frac{\Delta/2 + \Omega}{2\Omega}},$$

ii. իսկ երբ $\lambda = \lambda_2$, ապա

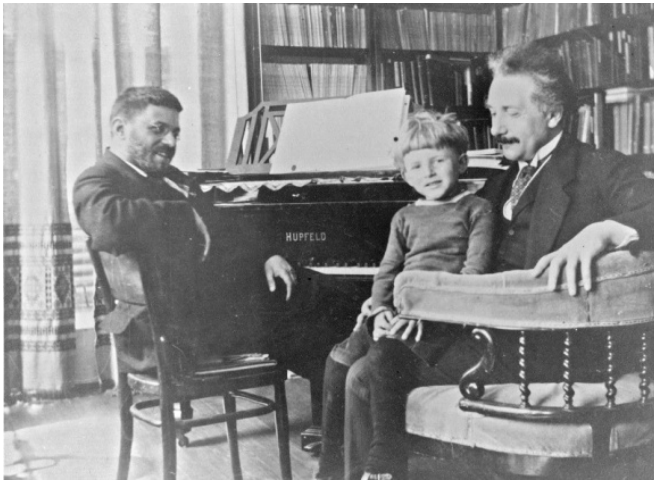
$$\Psi_2(t) = C_2 \left\{ \Psi_n(\mathbf{r}) + \frac{V^*}{\Delta + \lambda_2} \Psi_m(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t} \right\} e^{-i \left(\frac{E_n}{\hbar} + \lambda_2 \right) t}, \quad (2.10)$$

$$C_2 = \sqrt{\frac{-\Delta/2 + \Omega}{2\Omega}}:$$

§ 3. Լուծումների ադիաբատիկ մեկնաբանությունը

Երկմակարդակ ատոմի ներքին վիճակների համար ստացված (2.9) և (2.10) գծային անկախ լուծումները ենթադրում են մշտապես հաստատուն ամպլիտուդ լուսային ալիքի համար,

$E_0 = \text{const}$, ինչը խիստ իմաստով, իհարկե, ապահովել հնարավոր չէ: Այդ պատճառով հարց է առաջանում՝ արդյոք դրանց իրական արժեքը միայն բազիսային լուծումներ լինելու մեջ է, թե դրանք ունեն նաև ինքնուրույն ֆիզիկական իմաստ: Նշված հարցին պատասխանել օգնում է ադիաբատիկության մասին թեորեմը, որը առաջին անգամ քննարկվել է Էրենֆեստի կողմից:



Փոլ Էրենֆեստը, նրա որդի Փոլ կրտսերը և Ալբերտ Այնշտայնը

Համաձայն այդ թեորեմի, եթե համակարգը նախապես գտնվել է որևէ համիլտոնյանի սեփական վիճակներից մեկում (ասենք՝ $\psi_0(\mathbf{r}, t_0)$, բավարարող $\hat{H}_0(\mathbf{r}, t_0) \psi_0(\mathbf{r}, t_0) = E_0 \psi_0(\mathbf{r}, t_0)$ հավասարմանը), և համիլտոնյանն անվերջ դանդաղ (ադիաբատիկորեն) փոխվել է $\hat{H}(\mathbf{r}, t)$ համիլտոնյանի, ապա համակարգի վիճակն այդ պահին $\hat{H}$ -ի սեփական ֆունկցիան է ($\psi(\mathbf{r}, t)$ ՝ բավարարող $\hat{H}(\mathbf{r}, t) \psi(\mathbf{r}, t) = E \psi(\mathbf{r}, t)$ հավասարմանը): Քանի որ

Ժամանակի հետագա պահը կամայական է, ապա թեորեմի բովանդակությունը կարելի է ներկայացնել նաև որպես պնդում, ըստ որի՝ համիլտոնյանի անվերջ դանդաղ (որպես կանոն՝ նրանում մտնող պարամետրերի) փոփոխության պարագայում համիլտոնյանի սեփական հանդիսացող վիճակն անընդհատ մնում է փոփոխվող համիլտոնյանի սեփական վիճակ: Համակարգի վիճակները, կարելի է ասել, մնում են «գերված» համիլտոնյանին վերջինիս ադիաբատիկ փոփոխությունների դեպքում:

Նշված թեորեմը հնարավորություն է տալիս մեկնաբանելու (2.9) և (2.10) ալիքային ֆունկցիաներով նկարագրվող վիճակները որպես այնպիսիք, որոնք ստացվել են ազատ երկմակարդակ ատոմի ($\hat{H}_0$ -ի) ներքևի կամ վերևի էներգետիկ մակարդակում գտնվելուց՝ փոխազդեցության պոտենցիալի զրոյից մինչև V արժեք ադիաբատիկ աճման արդյունքում: Դրա համար մեզ անհրաժեշտ է խնդիրը լուծել հակառակ ընթացքով, այսինքն՝ պարզել, թե (2.9) և (2.10) ալիքային ֆունկցիաները $V \rightarrow 0$ սահմանում $\hat{H}_0$ -ի որ սեփական ֆունկցիաներին են համապատասխանում:

Նախ դիտարկենք $\Delta \neq 0$ դեպքը: Ինչպես տեսնում ենք (2.6) բանաձևերից λ_1 -ի և λ_2 -ի արժեքը սահմանում՝ $V \rightarrow 0$, ուրեմն նաև հարցի պատասխանը կախված է Δ -ի նշանից:

ա) $\Delta = \omega - \omega_{nm} > 0$:

$$\lambda_1 = \frac{\Delta}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{4|V|^2}{\Delta^2}} \right) \approx \frac{|V|^2}{\Delta} \xrightarrow{V \rightarrow 0} 0,$$

$$\frac{V^*}{\Delta + \lambda_1} \approx \frac{V^*}{\Delta} \xrightarrow{V \rightarrow 0} 0, \quad C_1 = \sqrt{\frac{\Delta/2 + \Omega}{2\Omega}} \xrightarrow{V \rightarrow 0} 1,$$

որոնց արդյունքում.

$$\Psi_1(t) \xrightarrow{V \rightarrow 0} \Psi_n(\mathbf{r}) e^{-i \frac{E_n}{\hbar} t}:$$

Կատարելով նման պարզ մոտարկումներ

$$\lambda_1 \approx -\Delta - \frac{|V|^2}{\Delta}, \quad C_2 = \sqrt{\frac{-\Delta/2 + \Omega}{2\Omega}} \approx \frac{|V|}{\Delta}, \quad \frac{V^*}{\Delta + \lambda_2} \approx -\frac{\Delta}{V},$$

և ապա $V \rightarrow 0$ սահմանային անցում՝ հաստատուն փուլի ճշտությամբ ստանում ենք.

$$\Psi_2(t) \xrightarrow{V \rightarrow 0} \Psi_m(\mathbf{r}) e^{-i \frac{E_m}{\hbar} t}:$$

Այսպիսով՝ $\Psi_1(t)$ լուծումը կարելի է պատկերացնել ազատ երկմակարդակ ատոմի ներքևի էներգետիկ մակարդակում գտնվող վիճակից փոխազդեցության անվերջ դանդաղ միացման հետևանքով առաջացած վիճակ: $\Psi_2(t)$ լուծումն առաջանում է վերին էներգետիկ մակարդակից:

$$p) \Delta = \omega - \omega_{mn} < 0:$$

Նախորդ դեպքին համանման գործողություններից հետո ստանում ենք, որ այստեղ համապատասխանությունը հակառակն է. $\Psi_1(t)$ -ն առաջանում է ավելի բարձր էներգիայով վիճակից, $\Psi_2(t)$ -ը՝ փոքր:

Օպտիկական դաշտերի հետ ատոմների փոխազդեցության օրինաչափությունների տեսանկյունից շատ կարևոր է հասկանալ ատոմական վիճակների վարքը նաև դաշտի հաճախության փոփոխման նկատմամբ: Պարզ ֆիզիկական ինտուիցիան հուշում է, որ ռեզոնանսի ապալարքի մեծացումը բերելու է փոխազ-

դեցության էֆեկտիվության նվազման, և ուրեմն օպտիկական դաշտի հետ ատոմի փոխազդեցության «անջատումը» կարելի է իրականացնել ոչ միայն դաշտի ամպլիտուդի $V \rightarrow 0$ նվազմամբ, այլև ապալարքի մեծացումով: Այս օրինաչափության պայմաններում վիճակների դինամիկային հետևելու համար հարկ է նորից դառնալ (2.6)-(2.10) բանաձևերին: Վերջիններս առաջին ալիքային ֆունկցիայի համար ցույց են տալիս, որ

$$\Psi_1(t) \xrightarrow{\Delta \rightarrow -\infty} \Psi_m(\mathbf{r}) e^{-i \frac{E_m}{\hbar} t},$$

$$\Psi_1(t) \xrightarrow{\Delta \rightarrow +\infty} \Psi_n(\mathbf{r}) e^{-i \frac{E_n}{\hbar} t},$$

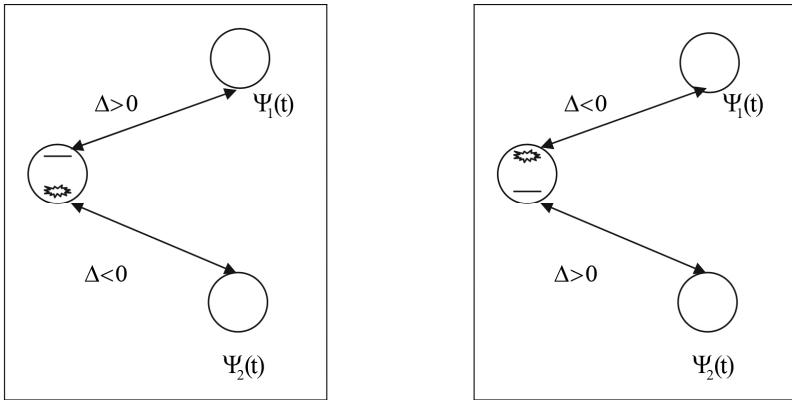
իսկ երկրորդի համար՝

$$\Psi_2(t) \xrightarrow{\Delta \rightarrow -\infty} \Psi_n(\mathbf{r}) e^{-i \frac{E_n}{\hbar} t},$$

$$\Psi_2(t) \xrightarrow{\Delta \rightarrow +\infty} \Psi_m(\mathbf{r}) e^{-i \frac{E_m}{\hbar} t}:$$

Այս առնչություններն ասում են, որ ապալարքի փոքրացման ճանապարհով փոխազդեցության միացման դեպքում $\Psi_1(z, t)$ վիճակը կարող է ստացվել ինչպես հիմնական, այնպես էլ գրգռված վիճակում գտնվող ատոմից: Պատասխանը կախված է ապալարքի նշանից: Բացասական ապալարքներով (փոքր հաճախությունների կողմից) միացնելիս այն կառաջանա վերևի, իսկ դրական ապալարքներով (մեծ հաճախությունների կողմից) միացնելիս՝ ներքևի վիճակից: $\Psi_2(z, t)$ վիճակների համար տեղի ունի հակառակ օրինաչափությունը. բացասական ապալարքների դեպքում դրանք առաջանում են ներքևի (հիմնական), իսկ դրական ապալարքների դեպքում՝ վերին (գրգռված) վիճակներից:

Ինչպես տեսնում ենք, ամպլիտուդի թե ռեզոնանսի ապալարքի փոփոխությունների միջոցով դաշտի հետ ատոմի փոխազդեցության միացման և անջատման օրինաչափությունները նման են իրար այնքանով, որքանով տվյալ ազատ ատոմի վիճակից $\Psi_1(t)$ թե $\Psi_2(t)$ վիճակի առաջացումը միարժեք որոշվում է ապալարքի նշանով և կախված չէ նրանից, թե փոխազդող տվյալ վիճակն առաջացել է դաշտի ինտենսիվության մեծացման, թե ռեզոնանսի ապալարքի (մոդուլով) փոքրացման ճանապարհով: Այս համապատասխանությունները սխեմատիկորեն ցույց են տրված Նկ. 3.1-ում:



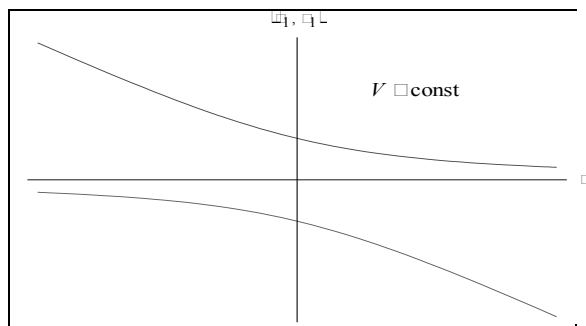
Նկ. 3.1

Երկկողմանի սլաքները հավաստում են, որ համապատասխանեցման օրինաչափությունները ճիշտ են փոխազդեցությունների և՛ միացումների, և՛ անջատումների համար:

Բայց կա նաև առանցքային տարբերություն վերոհիշյալ երկու կերպերի միջև: Բանն այն է, որ ռեզոնանսի ապալարքի միջոցով փոխազդեցության միացում-անջատումը, ի տարբերություն դաշտի լարվածության միջոցով դեպքից, կարող է իրականացվել երկու ձևով՝ պահպանելով ապալարքի նշանը և կամ

փոխելով այն: Առաջին ձևը, ինչպես արդեն հասկանալի է, չի տարբերվում դաշտի լարվածության միջոցով դեպքից: Եթե, օրինակ, ատոմն ազատ վիճակում գտնվում է հիմնական էներգետիկ մակարդակում, ապա դրական ապալարքը փոքրացնելու ճանապարհով փոխազդեցությունը միացնելիս ատոմը կանցնի $\Psi_1(t)$ վիճակ և նորից կվերադառնա հիմնական էներգետիկ մակարդակ, եթե մեծացվող ապալարքը պահվի դրական: Սակայն եթե փոխազդեցությունն անջատելիս ապալարքի նշանը փոխվի հակառակի՝ բացասականի, ապա ատոմը կանցնի արդեն զրգոված ազատ վիճակի, այլ ոչ թե հիմնական վիճակի, ինչպես դա երևում է Նկ. 3.1-ից: Տեղի կունենա բնակեցվածության լրիվ անցում մի էներգետիկ մակարդակից մյուսին:

Այսպիսով՝ $\Delta = 0$ արժեքն առանցքային դեր է կատարում ռեզոնանսային փոխազդեցությունների դինամիկայում: Այն առավել պարզ պատկերացնելու համար դիմենք Նկ. 3.2-ին, որտեղ բերված են λ_1 և λ_2 մեծությունների ռեզոնանսի ապալարքից (ալիքի ω հաճախությունից) ունեցած կախումները դաշտի լարվածության պարամետրի որոշակի արժեքի դեպքում: Վերջինս որոշում է $\Delta = 0$ ($\omega = \omega_{\text{մ}}$) կետում ուղղաձիգի հետ գափիկների հատման կետերի արժեքները, որոնք հավասար են համապատասխանաբար $|V|$ և $-|V|$: Սպեկտրի ամբողջ լայնությամբ դաշտի հաճախության (դանդաղ) փոփոխման ընթացքում ատոմի վիճակը փոփոխվում է այդ կորերից միայն մեկի երկայնքով՝ կա՛մ ներքևի, կա՛մ վերևի:

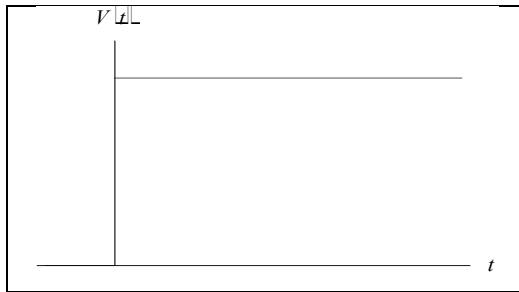


Նկ. 3.2

Դա պարզապես նշանակում է, որ գտնվելով $\Psi_1(t)$ կամ $\Psi_2(t)$ բազիսային վիճակներից որևէ մեկում՝ ատոմն անընդ-
հատ մնում է այդ նույն բազիսային վիճակում: Սակայն երբ ռե-
զոնանսի ապալարքն ասիմպտոտիկ մեծ է ատոմը գործնակա-
նում չի փոխազդում դաշտի հետ, ապա ավելի հարմար է խոսել
ազատ ատոմի բազիսային $\Psi_n(\mathbf{r})$ և $\Psi_m(\mathbf{r})$ վիճակների լեզվով:
Այս դեպքում արդեն տեսնում ենք, որ նույն կորի տարբեր մասե-
րում, կախված ապալարքի նշանից, ատոմական վիճակները
տարբեր են: Դա նշանակում է, որ ատոմական վիճակների դի-
նամիկան $\Psi_n(\mathbf{r})$ և $\Psi_m(\mathbf{r})$ բազիսի վրա քննարկելիս $\Delta = 0$
կետի շրջակայքում տեղի է ունենում անցում մի բազիսային
վիճակից մյուսին: Դինամիկան $\Psi_n(\mathbf{r})$ և $\Psi_m(\mathbf{r})$ բազիսում ա-
դիաբատիկ չէ, երբ անցում է կատարվում $\omega = \omega_{\text{մ}}$ կետի վրա-
յով: Գրականության մեջ այս անցումներն ընդունված է անվանել
դիաբատիկ:

§ 4. Երկմակարդակ ատոմի վարքը փոխազդեցության ակնթարթային միացման դեպքում: Օպտիկական անցումների Ռաբիի հաճախություն

Ենթադրենք ատոմի վրա ճառագայթման դաշտն ազդում է ժամանակի պահից սկսած՝ թռիչքաձև փոխելով իր ամպլիտուդը զրոյից մինչև մի որոշակի E_0 արժեք (Նկ. 4.1):



Նկ. 4.1

Ենթադրենք նաև, որ մինչև փոխազդեցությունը ($t < 0$) ատոմը գտնվում էր հիմնական էներգետիկ մակարդակում:

Քանի որ $E_0 = \text{const}$ դաշտում երկմակարդակ ատոմի բազիսային ալիքային ֆունկցիաներն արդեն որոշված են, ապա ժամանակի հետագա պահերի ալիքային ֆունկցիան հարմար է ներկայացնել որպես վերլուծություն՝ ըստ այդ բազիսի: Որոշակիության համար ենթադրում ենք $\Delta = \omega - \omega_{mn} > 0$: Այս դեպքում, համաձայն § 3-ում կատարված քննարկման, հիմնական մակարդակին համապատասխանում է լուծումը, իսկ զրգրված մակարդակին՝ $\lambda = \lambda_2$ լուծումը: Ատոմի ալիքային ֆունկցիան, ուրեմն, կարող ենք գրել

$$\Psi(t) = D_1 \left\{ \Psi_g(\mathbf{r}) + \frac{V^*}{\Delta + \lambda_1} \Psi_e(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} \right\} e^{-i\left(\frac{E_g}{\hbar} + \lambda_1\right)t} +$$

$$D_2 \left\{ \Psi_g(\mathbf{r}) + \frac{V^*}{\Delta + \lambda_2} \Psi_e(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} \right\} e^{-i\left(\frac{E_g}{\hbar} + \lambda_2\right)t}$$

տեսքով, որի D_1 և D_2 անորոշ գործակիցները որոշվում են ավի-
քային ֆունկցիայի վրա դրված սկզբնական պայմաններից: Հա-
մաձայն մեր ենթադրության՝ $\Psi(t=0) = \Psi_g(\mathbf{r})$, տեղադրելով
այն վերին արտահայտության մեջ և նկատի ունենալով $\Psi_g(\mathbf{r})$ -ի
և $\Psi_e(\mathbf{r})$ -ի օրթոգոնալությունը՝ գործակիցների համար ստա-
նում ենք

$$D_1 = \frac{\frac{\Delta}{2} + \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + |V|^2}}{2\sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + |V|^2}}, \quad D_2 = \frac{-\frac{\Delta}{2} + \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + |V|^2}}{2\sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + |V|^2}}:$$

Տեղադրելուց և մի փոքր վերախմբավորելուց հետո ավի-
քային ֆունկցիայի համար գալիս ենք հետևյալ ամփոփ տեսքի՝

$$\Psi(t) = \left\{ \cos \Omega t - i \frac{\Delta}{2\Omega} \sin \Omega t \right\} \Psi_g(\mathbf{r}) e^{-i(E_g/\hbar + \Delta/2)t} -$$

$$- i \frac{V}{\Omega} \sin \Omega t \Psi_e(\mathbf{r}) e^{-i(E_g/\hbar + \Delta/2)t + i\mathbf{k}\mathbf{r}} \quad : (4.1)$$

Հակառակ դեպքում, այսինքն՝ մինչ փոխադրելությունը
գրգռված վիճակում գտնվող ատոմի համար ($\Delta > 0$)

$$\Psi(t) = \left\{ \cos \Omega t + i \frac{\Delta}{2\Omega} \sin \Omega t \right\} \Psi_e(\mathbf{r}) e^{-i(E_e/\hbar + \Delta/2)t} -$$

$$- i \frac{V^*}{\Omega} \sin \Omega t \Psi_g(\mathbf{r}) e^{-i(E_e/\hbar + \Delta/2)t + i\mathbf{k}\mathbf{r}} \quad : (4.2)$$

Ինչպես տեսնում ենք, փոխազդեցության ակնթարթային միացման դեպքում հավանականային ամպլիտուդները ժամանակի ընթացքում ներդաշնակորեն տատանվում են: Տատանումների Ω շրջանային հաճախությունը որոշվում է (2.8) արտահայտությամբ և մեծանում է ինչպես ռեզոնանսի ապալարքի, այնպես էլ դաշտի ինտենսիվության աճին զուգընթաց: Էներգետիկ մակարդակների բնակեցվածությունների համար, համաձայն օրինակ (4.1)-ի, ստանում ենք

$$n_e = \left| \langle \Psi_e(\mathbf{r}) | \Psi(t) \rangle \right|^2 = \frac{|V|^2 / 2}{\Delta^2 / 4 + |V|^2} (1 - \cos 2\Omega t),$$

$$n_g = 1 - n_e = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\Delta^2 / 4}{\Delta^2 / 4 + |V|^2} + \left(1 - \frac{\Delta^2 / 4}{\Delta^2 / 4 + |V|^2} \right) \cos 2\Omega t \right],$$

որոնք մասնավորապես ցույց են տալիս, որ բնակեցվածություններն օսցիլացվում են

$$\Omega_R = 2\Omega = \sqrt{\Delta^2 + 4|V|^2}$$

շրջանային հաճախությամբ: Այն կոչվում է Ռաբիի հաճախություն: Գրգռված մակարդակի բնակեցվածությունը $\Delta t = \pi / \Omega_R$ կիսապարբերության ընթացքում տատանվում է մինիմալ զրո և մաքսիմալ $|V|^2 / (\Delta^2 / 4 + |V|^2)$ արժեքների միջև: Համաձայն վերջինիս՝ ատոմի լրիվ վերաբնակեցում հիմնականից գրգռված մակարդակ ((4.2) ալիքային ֆունկցիայի դեպքում՝ հակառակը) տեղի ունի միայն այն դեպքում, եթե գրգռող ալիքի հաճախությունը ճշգրտորեն համընկնում է ատոմական անցման հաճախությանը: Այս դեպքում $\Omega_R = 2|V|$, և համապատասխանաբար

$$|V| \Delta t = \pi / 2:$$

Պատկերացնելով $|V|\Delta t$ արտադրյալը որպես $|V|\leftrightarrow t$ հարթության վրա $|V(t)|$ գրաֆիկի տակ ընկած մակերես՝ ասում ենք, որ յուրաքանչյուր $\pi/2$ մակերես ունեցող լուսային իմպուլս փոխում է ատոմի բնակեցվածությունը էներգետիկ մի մակարդակից մյուսին: Հասկանալի է, որ նման արդյունքի բերում է նաև $\pi/2$ մակերես ունեցող առանձնացված լուսային իմպուլսը: Հետաքրքիր է, որ այս դեպքում բոլորովին պարտադիր չի լինում ալիքի ամպլիտուդի հաստատուն մնալը փոխազդեցության միացման և անջատման պահերի միջև: Ճշգրիտ ռեզոնանսի պայմաններում կամայական տեսքի լուսային իմպուլս, որի գրաֆիկի տակ ընկած մակերեսը $\pi/2$ է, մի էներգետիկ մակարդակի բնակեցվածությունը լրիվությամբ տեղափոխում է մյուս էներգետիկ մակարդակ: Այդպիսի իմպուլսները կարճ կոչվում են $\pi/2$ -իմպուլսներ:

Թյուրիմացություններից խուսափելու համար հարկ է նկատի ունենալ, որ հաճախ ալիքի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը (2.1)-ի փոխարեն ներկայացվում է $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ տեսքով, ինչը ներկայացված տեսության սահմաններում համարժեք է $2\mathbf{E}_0 \rightarrow \mathbf{E}_0$ փոխարինման: Բնակեցվածության լրիվ տեղափոխում իրականացնում են π - իմպուլսները: Կրկնակի՝ 2π մակերես ունեցող իմպուլսի ազդեցության տակ ատոմը, մի անգամ փոխելով էներգետիկ մակարդակը, վերադառնում է նախկին մակարդակ: π - և 2π - իմպուլսները ներկայումս կիրառություններ են գտնում քվանտային ինֆորմատիկայի, ատոմային և լազերային ֆիզիկայի ամենատարբեր խնդիրներում:

§ 5. Հարթ էլեկտրամագնիսական ալիքի բևեռացումը

Հարթ ալիքի էլեկտրական դաշտի (2.1) լարվածության $\mathbf{E}_0$ ամպլիտուդը հաստատուն վեկտոր է, ուղղահայաց՝ ալիքի տարածման ($\mathbf{k}$ վեկտորի) ուղղությանը: Դեկարտյան համակարգում $\mathbf{k}$ -ն ուղղենք Z -երի առանցքով և լարվածության բաղադրիչները նշանակենք E_{0x} և E_{0y} : Դրանք ընդհանուր դեպքում կոմպլեքս թվեր են՝ $E_{0x} = |E_{0x}| \exp(i\varphi_x)$, $E_{0y} = |E_{0y}| \exp(i\varphi_y)$: Տեղադրենք (2.1)-ում՝

$$E_x = 2|E_{0x}| \cos(kz - \omega t + \varphi_x), \quad (5.1a)$$

$$E_y = 2|E_{0y}| \cos(kz - \omega t + \varphi_y) \quad (5.1b)$$

և ապա եռանկյունաչափական պարզ գործողությունների միջոցով ազատվելով փոփոխական արգումենտից՝ կստանանք ալիքի դեկարտյան բաղադրիչները կապող հավասարում հետևյալ տեսքով՝

$$\begin{aligned} & \left(\frac{E_x}{2|E_{0x}|} \right)^2 - 2 \frac{E_x}{2|E_{0x}|} \frac{E_y}{2|E_{0y}|} \cos(\varphi_y - \varphi_x) + \left(\frac{E_y}{2|E_{0y}|} \right)^2 = : \\ & = \sin^2(\varphi_y - \varphi_x) \end{aligned} \quad (5.2)$$

Սա (E_x, E_y) հարթության վրա էլիպսի հավասարում է: Այսինքն՝ ալիքի լարվածության $\mathbf{E}$ վեկտորի ծայրակետը $\mathbf{k}$ -ին ուղղահայաց հարթության մեջ ընդհանուր դեպքում գծում է էլիպս, որի գլխավոր առանցքներն պտտված են ընտրված (x, y) առանցքների նկատմամբ, և պտտման անկյունը կախված է փուլերի $\varphi_y - \varphi_x$ տարբերությունից: Սա մասնավորապես, նշանա-

կում է, որ բևեռացման հատկությունները քննարկելիս ավիքի դեկարտյան բաղադրիչներից մեկի (սովորաբար E_x -ի), հաստատուն փուլը կարելի է համարել հավասար զրոյի.

$$\text{Եթե } \varphi_y - \varphi_x = \pm \pi/2, \quad (5.3)$$

$$\text{կամ որ նույնն է՝ } \frac{E_{0y}}{E_{0x}} = \pm i \frac{|E_{0y}|}{|E_{0x}|}, \quad (5.4)$$

ապա

$$\left(\frac{E_x}{2|E_{0x}|} \right)^2 + \left(\frac{E_y}{2|E_{0y}|} \right)^2 = 1 : \quad (5.5)$$

Էլիպսի գլխավոր առանցքները համընկնում են ընտրված (x, y) առանցքների հետ, իսկ կիսաառանցքները հավասար են համապատասխանաբար $2|E_{0x}|$ և $2|E_{0y}|$:

(5.1a) և (5.1b) արտահայտություններից դժվար չէ դուրս բերել, որ (5.3)-ում «+» նշանի դեպքում ավիքի տարածման ուղղությամբ նայելիս (հեռացող ավիքին նայելիս) լարվածության վեկտորը պտտվում է ժամսլաքի պտտման ուղղությամբ, իսկ «-» նշանի դեպքում՝ հակառակ ուղղությամբ: Դրանց այդպես էլ անվանում ենք՝ «+» և «-» բևեռացումներ:

Եթե $|E_{0y}| = |E_{0x}|$, ապա (5.5) էլիպսը վերածվում է շրջանագծի՝ նորից պտտման երկու հնարավորություններով: Այսպիսի բևեռացմանը մենք անվանում ենք շրջանագծային: $\mathbf{E}$ վեկտորի երկարությունն այս դեպքում մնում է հաստատուն:

Եթե

$$\varphi_y - \varphi_x = 0,$$

այսինքն՝ դաշտի (E_x, E_y) բաղադրիչներն ունեն միևնույն հաստատուն փուլը (ինչն առանց ընդհանրությունը կորցնելու կարող է վերցվել հավասար գրոյի), ապա

$$\frac{E_y}{E_x} = \frac{|E_{0y}|}{|E_{0x}|}.$$

Այն ցույց է տալիս, որ դաշտի դեկարտյան բաղադրիչները տարածման ընթացքում փոխվում են իրար համեմատական չափով: Դաշտի $\mathbf{E}$ վեկտորը բաբախում է միևնույն գծի երկայնքով՝ պարբերաբար փոխելով ուղղությունը հակառակի: Այսպիսի ալիքը մենք անվանում ենք գծային բևեռացված: Ինչպես և շրջանագծային բևեռացման դեպքում, այստեղ ևս առկա են երկու գծային անկախ բևեռացումներ՝ ուղղված համապատասխանաբար դեկարտյան x և y առանցքներով:

Կարևոր է նկատել, որ դրանք բազիսային բևեռացումներ են, ըստ որոնց՝ կարող է վերլուծվել ալիքի որևէ բևեռացումը: (5.1a) և (5.1b) բանաձևերը, փաստորեն, հենց այդ վերլուծության բանաձևերն են. նրանք պրոյեկտում են, կամ հաճախ մենք ասում ենք, արտապատկերում են կամայական էլիպտիկ բևեռացումը x և y առանցքներով գծային բևեռացումների վրա: Նման արտապատկերում հնարավոր է նաև ըստ շրջանագծային բևեռացումների. ամեն մի բևեռացում, ընդհանուր դեպքում՝ էլիպտիկ, կարող է ներկայացվել որպես երկու շրջանագծային կամ երկու գծային բևեռացումների սուպերպոզիցիա:

Նշված վերլուծությունները հատկապես հարմար է իրականացնել՝ նկատի ունենալով դաշտի $\mathbf{E}$ լարվածության վեկտորական բնույթը, մտցնելով յուրաքանչյուր բազիսային բևեռացման համար միավոր վեկտոր: Գծային բևեռացումների համար դրանք իրական, չափողականությունից զուրկ, միավոր երկա-

րության փոխուղղահայաց վեկտորներ են, որոնք ընդունված է նշանակել $\mathbf{e}_x$ և $\mathbf{e}_y$: Շրջանագծային բևեռացումների դեպքում, ունենալով (5.4) առնչությունները, հարկ է լինում $\mathbf{e}_+$ և $\mathbf{e}_-$ բազիսային վեկտորները սահմանել կոմպլեքս վեկտորներ: Վերջիններիս վերլուծությունը դեկարտյան բազիսում տրվում է, օրինակ,

$$\mathbf{e}_+ = -\frac{\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y}{\sqrt{2}}, \quad \mathbf{e}_- = \frac{\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y}{\sqrt{2}} \quad (5.6)$$

բանաձևերով: Նկատենք, որ սրանք օրթոգոնալ վեկտորներ են կոմպլեքս հարթության վրա, որտեղ սկալյար արտադրյալը սահմանված է որպես արտադրյալ առաջինի կոմպլեքս համալուծի և երկրորդի միջև և մոդուլի քառակուսի գործողության ընդհանրացումն է:

Ալիքի (2.1) լարվածություն վեկտորը դեկարտյան բազիսում կգրվի

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{e}_x E_x + \mathbf{e}_y E_y = \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} + \mathbf{E}_0^* e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r} + i\omega t} = \\ &= (\mathbf{e}_x E_{0x} + \mathbf{e}_y E_{0y}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} + (\mathbf{e}_x E_{0x}^* + \mathbf{e}_y E_{0y}^*) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r} + i\omega t}, \end{aligned} \quad (5.7a)$$

իսկ շրջանագծային բազիսում՝

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{e}_+ E_+ + \mathbf{e}_- E_- = \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} + \mathbf{E}_0^* e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r} + i\omega t} = \\ &= (\mathbf{e}_+ E_{0+} + \mathbf{e}_- E_{0-}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} + (\mathbf{e}_+ E_{0+}^* + \mathbf{e}_- E_{0-}^*) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r} + i\omega t} \end{aligned} \quad (5.7b)$$

տեսքերով: Այն էլեկտրական դաշտի լարվածության վեկտորը արտահայտում է $\mathbf{E}_0$ և $\mathbf{E}_0^*$ վեկտորների շրջանագծային բաղադրիչներով: Ցանկալի է այդ բաղադրիչներն ունենալ նաև արտահայտված դեկարտյան բաղադրիչներով: Դրա համար հարկ է լարվածության վերլուծությունը կատարել նաև դեկարտյան բազիսում, որտեղ $\mathbf{e}_x$ և $\mathbf{e}_y$ վեկտորները, սահմանման համաձայն,

իրական են: Դա բերում է կարևոր հետևանքի, որ $\mathbf{E}_0$ վեկտորի դեկարտյան բաղադրիչների կոմպլեքս համալուծները և $\mathbf{E}_0^*$ կոմպլեքս համալուծ վեկտորի դեկարտյան բաղադրիչները հավասար են (նույնն են), E_{0x}^* և E_{0y}^* համապատասխանաբար, ինչը տեղի չունի շրջանագծային բազիսի օգտագործման դեպքում՝ $E_{0+}^* \neq E_{0+}^*$ և $E_{0-}^* \neq E_{0-}^*$: Նույնացնելով (5.7ա) և (5.7բ) արտահայտությունների երկրորդ տողերը և օգտագործելով (5.6) կապերը՝ ստանում ենք

$$E_{0+} = -\frac{E_{0x} - iE_{0y}}{\sqrt{2}}, \quad E_{0-} = \frac{E_{0x} + iE_{0y}}{\sqrt{2}}, \quad (5.8)$$

և համապատասխանաբար

$$E_{0+}^* = -\frac{E_{0x}^* - iE_{0y}^*}{\sqrt{2}}, \quad E_{0-}^* = \frac{E_{0x}^* + iE_{0y}^*}{\sqrt{2}}:$$

Վերջին հավասարումների ձախակողմյան մասերում $\mathbf{E}_0^*$ վեկտորի «+» և «-» բաղադրիչներն են այն դեպքում, երբ նախորդող տողում որպես բազիսային բաղադրիչներ ընդունված են $\mathbf{E}_0$ վեկտորի բաղադրիչները՝ E_{0+} և E_{0-} : Հարկ է ուրեմն, շարունակել և անցում կատարել վերջիններիս կոմպլեքս համալուծներին՝

$$E_{0+}^* = -\frac{(E_{0x} + iE_{0y})^*}{\sqrt{2}} = -E_{0-}^*, \quad E_{0-}^* = \frac{(E_{0x} - iE_{0y})^*}{\sqrt{2}} = -E_{0+}^*: \quad (5.9)$$

Համապատասխանաբար՝

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}_+ E_+ + \mathbf{e}_- E_- = (\mathbf{e}_+ E_{0+} + \mathbf{e}_- E_{0-}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} - (\mathbf{e}_+ E_{0-}^* + \mathbf{e}_- E_{0+}^*) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r} + i\omega t} : \quad (5.10)$$

e_+ (e_-) բազիսային վեկտորով ներկայացվող ալիքը կոչվում է նաև $\sigma^{(+)}$ ($\sigma^{(-)}$) բևեռացում ունեցող ալիք: Ալիքի լարվածության համար մեր ընդունած (2.1) տեսքի համար $\sigma^{(+)}$ և $\sigma^{(-)}$ բևեռացումները տրվում են (5.8)-ի համապատասխանաբար առաջին և երկրորդ արտահայտություններով:

Թյուրիմացություններից խուսափելու համար հարկ է նշել, որ գրականության մեջ $\sigma^{(+)}$ և $\sigma^{(-)}$ բևեռացումների համար լայնորեն ընդունված են նաև $E_+ = \frac{E_{0x} + iE_{0y}}{\sqrt{2}}$ և

$E_- = \frac{E_{0x} - iE_{0y}}{\sqrt{2}}$ նշանակումները, որոնք ստացվում են (2.1)

տեսքում կոմպլեքս համալուծ անդամների վերասահմանման արդյունքում:

§ 6. Էլեկտրական դիպոլային անցումներ բևեռացված լույսի դաշտում

Ատոմի օպտիկական հատկությունները որոշվում են քվանտային մի վիճակից (էներգետիկ մակարդակից) մեկ այլ վիճակ (էներգետիկ մակարդակ) էլեկտրոնների հնարավոր անցումներով, որոնց արդյունքում կլանվում կամ ճառագայթվում են էլեկտրամագնիսական ալիքներ (ֆոտոններ): Մեր քննարկումներում արտաքին թաղանթում մեկ էլեկտրոն ունեցող ատոմներ և իոններ են, որոնց էներգետիկ սպեկտրերն ունեն համեմատաբար պարզ կառուցվածք և լայն կիրառություն գերսառը գազերի ստացման, հետազոտման և տեխնոլոգիական մշակումների աշխատանքներում:

Համաձայն քվանտային մեխանիկայի՝ ատոմի ներսում էլեկտրոնի յուրաքանչյուր կապված վիճակ նկարագրվում է չորս քվանտային թվերով՝ $\{n, l, j, j_z\}$, որոնք ներկայացնում են համապատասխանաբար գլխավոր, օրբիտալ շարժման քանակի մոմենտի, լրիվ մոմենտի և քվանտացման առանցքի վրա վերջինիս պրոյեկցիայի քվանտային թվերը (վերջինս էներգետիկ մակարդակում տարանջատում է մագնիսական ենթամակարդակները):

Վիճակների ներկայացումը բոլոր քվանտային թվերի մատնանշմամբ միշտ չէ, որ նպատակահարմար է, քանի որ մի խումբ վիճակներ ունենում են նույն կամ համարյա նույն էներգիան, առաջին հերթին մոմենտի տարբեր պրոյեկցիաներով վիճակները: Այդ պատճառով էլեկտրոնային վիճակների ներկայացման համար ընդունված է որոշակի խմբավորում, ինչը կոչվում է թերմ: Թերմն ընդհանուր դեպքում ներկայացնում է արտաքին թաղանթի էլեկտրոնների վիճակը: Այն բնութագրվում է շարժման քանակի մոմենտով, ընդհանուր սպինով, լրիվ մոմենտով և նշանակվում $^{2S+1}L_J$ սիմվոլով, միայն թե L -ի փոխարեն տեղադրվում է ոչ թե թվային արժեք, այլ լատինական այբուբենի տառ՝ հետևյալ համապատասխանությամբ՝

$$\begin{array}{cccccccccccc} L = & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 \\ & S & P & D & F & G & H & I & K & L & M & N \end{array} :$$

Միաէլեկտրոն վիճակների դեպքում օգտագործվում են փոքրատառեր: Օրինակ՝ ալկալիական մետաղների հիմնական էներգետիկ մակարդակին համապատասխանող թերմը միաէլեկտրոն է և նշանակվում է $^2s_{1/2}$ ($l=0$, $s=1/2$, $j=1/2$ Պլանկի հաստատունի միավորներով): Այն ներառում է երկու մագնիսական ենթամակարդակներ՝ $j_z = -1/2$ և $j_z = 1/2$ արժեքներ:

րով: Ի դեպ, քանի որ միաէլեկտրոն թերմում S-ը հավասար է միայն 1/2, ապա թերմի ձախակողմյան ինդեքսը հաճախ պարզապես բաց է թողնվում:

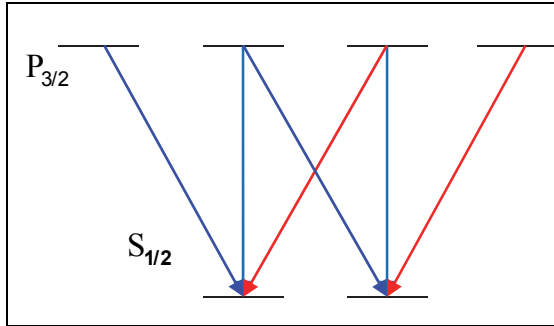
Լուսային դաշտի հետ ատոմի փոխազդեցությունն ընթանում է պահպանման օրենքների զուգակցությամբ, որոնք ներառում են էներգիան, իմպուլսը, իմպուլսի մոմենտը և լրիվ մոմենտի պրոյեկցիան: Վերջիններս անցմանը մասնակցող վիճակների 1, j և j_z քվանտային թվերի հնարավոր փոփոխությունների համար ձևավորում են որոշակի սահմանափակումներ՝ ջոկման կանոններ: Առավել ինտենսիվ ընթացող և դրանով իսկ առավել հաճախ օգտագործվող էլեկտրական դիպոլային անցումների համար դրանք հետևյալներն են՝ $\Delta l = \pm 1$, $\Delta j = 0, \pm 1$, $\Delta j_z = 0, \pm 1$:

Գոյություն ունի լրացուցիչ կանոն, համաձայն որի՝ $j = 0 \rightarrow j' = 0$ անցումներն արգելված են:

Ալիքի բևեռացումն առնչվում է, ինչպես և կարելի էր սպասել, մոմենտի պրոյեկցիայի ջոկման կանոնի հետ: Այն է՝ միաֆոտոն օպտիկական անցումն առանց j_z -ի փոփոխության տեղի է ունենում լույսի գծային բևեռացման դեպքում, իսկ շրջանագծային բևեռացումների դեպքում j_z -ն ավելանում կամ պակասում է մեկով: Նկ. 6.1-ն այդ կանոնը լուսաբանում է ալկալիական մետաղի ատոմի հիմնական $S_{1/2}$ էներգետիկ մակարդակից մոտ գրգռված $P_{3/2}$ մակարդակ անցման օրինակի վրա:

Այժմ տեսնենք ինչպես է լույսի բևեռացումը մտնում մի վիճակից մյուսն անցման մատրիցական էլեմենտում, ինչը, համաձայն քվանտային մեխանիկայի մաթեմատիկական ֆորմալիզմի, որոշում է ցանկացած ֆիզիկական համակարգի ժամանա-

կային դինամիկան: Քննարկումը կտանենք ընդհանուր, էլիպտիկ բևեռացման դեպքի համար: Խնդիրը գծային բևեռացումների բազիսում քննարկելու դեպքում հարկ էր փոխադրեցության պոտենցիալ



Նկ. 6.1

էներգիայի արտահայտության սկալյար արտադրյալը վերլուծել ըստ դեկարտյան բազիսի՝

$$\hat{V} = -(\hat{d}_x E_{0x} + \hat{d}_y E_{0y}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} - (\hat{d}_x^* E_{0x}^* + \hat{d}_y^* E_{0y}^*) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r} + i\omega t} :$$

Մենք կօգտվենք շրջանագծային բազիսից, ինչն առավել հաճախ է հարմար լինում օգտագործել: Այս դեպքում

$$\begin{aligned} \hat{V} = & \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{d}_+ E_{0+} - \hat{d}_- E_{0-}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{d}_-^* E_{0+}^* - \hat{d}_+^* E_{0-}^*) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r} + i\omega t} \end{aligned} \quad (6.1)$$

որտեղ դիպոլային մոմենտի շրջանագծային բաղադրիչներն են

$$\hat{d}_+ = \hat{d}_x + i\hat{d}_y \quad \hat{d}_- = \hat{d}_x - i\hat{d}_y :$$

Ինչպես տեսնում ենք, դիպոլային մոտավորությամբ օպտիկական անցման $\langle n', j', m' | \hat{V} | n, j, m \rangle$ մատրիցական էլեմենտի հաշվումը (n -ով նշանակված է բոլոր այն քվանտային թվերի

հավաքածուն, որոնք մոմենտի և նրա պրոյեկցիայի հետ միասին որոշում են տվյալ քվանտային վիճակը, իսկ մոմենտի պրոյեկցիան j_z -ի փոխարեն նշանակված է m) բերվում է $\hat{d}_-$ և $\hat{d}_+$ օպերատորների մատրիցական էլեմենտների հաշվման:

$\hat{d}_-$ օպերատորի զրոյից տարբեր մատրիցական էլեմենտները որոշվում են

$$\langle n', j, m-1 | \hat{d}_- | n, j, m \rangle = (-1)^{j-m+1} \begin{pmatrix} j & 1 & j \\ -m+1 & -1 & m \end{pmatrix}, \quad (6.2a)$$

$$\langle n', j \| \hat{d} \| n, j \rangle$$

$$\langle n', j, m-1 | \hat{d}_- | n, j-1, m \rangle = (-1)^{j-m+1} \begin{pmatrix} j & 1 & j-1 \\ -m+1 & -1 & m \end{pmatrix}, \quad (6.2b)$$

$$\langle n', j \| \hat{d} \| n, j-1 \rangle$$

$$\langle n', j-1, m-1 | \hat{d}_- | n, j, m \rangle = (-1)^{j-m} \begin{pmatrix} j-1 & 1 & j \\ -m+1 & -1 & m \end{pmatrix} \quad (6.2c)$$

$$\langle n', j-1 \| \hat{d} \| n, j \rangle$$



Վերներ Հայզենբերգ և Յուզին Վիգներ

բանաձևերով, որտեղ $\langle n', j' \| \hat{d} \| n, j \rangle$ սիմվոլով նշանակված են բերված մատրիցական էլեմենտները: Դրանք կախված չեն մագնիսական քվանտային թվից: $\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ m_1 & m_2 & m \end{pmatrix}$ -ը

մոմենտների տեսությունից լավ հայտնի Վիգների $3j$ սիմվոլն է, որը մտնում է երկու շարժման քանակի մոմենտների $\mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2 = \mathbf{j}$ վեկտորական գումարմանը վերաբերող բանաձևերում: Բերենք դրանց արտահայտությունները երկու դեպքերում, որոնք առավել հետաքրքրություն են ներկայացնում բևեռացման խնդիրներում՝

$$i). \mathbf{j} = \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2$$

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_1 + j_2 \\ m_1 & m_2 & -m_1 - m_2 \end{pmatrix} = (-1)^{j_1 - j_2 + m_1 + m_2} \sqrt{\frac{(2j_1)!(2j_2)!(j_1 + j_2 + m_1 + m_2)!(j_1 + j_2 - m_1 - m_2)!}{(2j_1 + 2j_2 + 1)!(j_1 + m_1)!(j_1 - m_1)!(j_2 + m_2)!(j_2 - m_2)!}}, \quad (6.3)$$

$$ii). \mathbf{m}_1 = \mathbf{j}_1$$

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ j_1 & -j_1 - m & m \end{pmatrix} = (-1)^{-j_1 + j_2 + m} \sqrt{\frac{(2j_1)!(-j_1 + j_2 + j)!(j_1 + j_2 + m)!(j - m)!}{(j_1 + j_2 + j + 1)!(j_1 - j_2 + j)!(j_1 + j_2 - j)!(-j_1 + j_2 - m)!(j + m)!}}, \quad (6.4)$$

Հաջորդ՝

$$\left\langle n', j' \left\| \hat{\mathbf{d}} \right\| n, j \right\rangle^2 = -\frac{3\hbar e^2}{2m_e} \frac{2j+1}{\omega_{nj, n'j'}} f(nj, n'j') \quad (6.5)$$

բանաձևը բերված մատրիցական էլեմենտը կապում է $f(nj, n'j')$ օսցիլյատորի ուժի հետ, ինչն օպտիկական անցման «ուժի» լայնորեն ընդունված բնութագրիչն է ($\omega_{nj, n'j'}$ -ը $nj \rightarrow n'j'$ օպտիկական անցման ցիկլային հաճախությունն է, m_e -ը և e -ն՝ էլեկտրոնի զանգվածն ու լիցքի մոդուլը):

Մյուս, $\hat{d}_+$ օպերատորի մատրիցական էլեմենտներն առան-
ձին գրելու կարիք չի լինում, քանի որ

$$\langle n', j', m' | \hat{d}_+ | n, j, m \rangle = \langle n, j, m | \hat{d}_- | n', j', m' \rangle^*, \quad (6.6)$$

Իսկ $\hat{d}_z$ օպերատորի դեպքում

$$\langle n', j', m' | \hat{d}_z | n, j, m \rangle = (-1)^{j-m} \begin{pmatrix} j & 1 & j' \\ -m & 0 & m' \end{pmatrix} \langle n', j | \hat{d} | n, j \rangle \delta_{m', m} : (6.7)$$

Վերջինիս հարկ է լինում դիմելու բոլոր այն դեպքերում, երբ
ատոմի վարքն ուսումնասիրվում է իրար հետ անկյուն կազմող
երկու և ավելի ալիքների դաշտում:

§ 7. Սպոնտան ճառագայթում

Սպոնտան կամ ինքնաբերաբար ճառագայթման հետևողա-
կան տեսությունը ենթադրում է էլեկտրամագնիսական դաշտի
քվանտացում՝ ֆոտոնի ոչնչացման և ծնման օպերատորների
հասկացություններով: Մենք, սակայն, կգնանք մի փոքր «շրջան-
ցիկ» ճանապարհով՝ պահպանելով հավանականային ամպլի-
տուդների համար ստացված քվանտամեխանիկական հավա-
սարումները, այնտեղ ներառելով դաշտի ինտենսիվության
հայտնի կապը տվյալ ծավալում առկա ֆոտոնների թվի հետ:
Այսպիսի մոտեցումը թույլ է տալիս օժանդակ դատողություննե-
րից օգտվելու ճանապարհով հնարավորինս չընդլայնելու սույն
դասընթացի շրջանակներում կիրառվող մաթեմատիկական
մեթոդները և ֆիզիկական հասկացությունները:

Սկսենք նրանից, որ հավանականային ամպլիտուդների
հավասարումներում դաշտի լարվածություններից անցնենք հա-

մապատասխան ֆոտոնների թվերին: Դրա համար նկատենք, որ համաձայն դասական պատկերացումների՝

$$\left(\frac{E^2}{8\pi} + \frac{H^2}{8\pi} \right)_{mean} = \frac{E^2}{4\pi} \Big|_{mean} = \frac{|E_0|^2}{2\pi}$$

մեծությունը միավոր ծավալում էլեկտրամագնիսական դաշտի էներգիան է: Այն ստանալիս նախ հաշվի է առնվել, որ մոնոքրոմատիկ ալիքի մագնիսական դաշտի լարվածության մոդուլը հավասար է էլեկտրական դաշտի լարվածության մոդուլին, և ապա, որ համաձայն (2.1)-ի՝ E^2 -ու ժամանակային միջինը հավասար է $|E_0|^2$ -ու կրկնապատիկին: Դաշտը որպես ֆոտոնների հավաքածու դիտելիս այդ նույն էներգիան կարող է գրվել $\hbar \omega \frac{N}{V}$ տեսքով, որտեղ N -ը V ծավալում եղած ֆոտոնների թիվն է: Հավասարեցնելով իրար՝ ստանում ենք դաշտի լարվածության ամպլիտուդի և ֆոտոնների թվի միջև համապատասխանության հետևյալ հայտնի կանոնը՝

$$|E_0| = \sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega}{V}} \sqrt{N} : \quad (7.1)$$

Մինչ, սակայն, սրա տեղադրելը որոշ չափով ընդհանրացնենք ամպլիտուդների հավասարումները՝ ներգրավելով նրանցում սպոնտան ճառագայթման առանձնահատկությունները: Ներկայացման պարզության համար հաշվի չենք առնի ենթամակարդակների առկայությունը և համապատասխանաբար ճառագայթվող ֆոտոնի հնարավոր բևեռացումները: Այսպիսի պարզեցումը թույլ կտա կենտրոնանալ բուն սպոնտան ճառագայթման ի հայտ գալու մեխանիզմի և խնդրի լուծման մաթեմատիկական մոտարկման վրա:

Հայտնի է, որ ի տարբերություն ստիպողական ճառագայթված ֆոտոնի՝ սպոնտան ճառագայթված ֆոտոնը կարող է ունենալ կամայական ուղղություն: Ուրեմն հիմնական էներգետիկ մակարդակի բնակեցման հավանականային ամպլիտուդի հավասարումում հարկ է կատարել $c_g(t) \rightarrow c_g(\mathbf{k}, t)$ ընդլայնում:

Գրգռված մակարդակի $c_e(t)$ հավանականային ամպլիտուդը, որտեղից տեղի է ունենում սպոնտան ֆոտոնի ճառագայթումը, մնում է նույնը:

Փոխազդեցության պատկերում կարևոր առանձնահատկություն է նաև այն, որ ֆոտոնային ճառագայթման դաշտն արդեն արտաքին չէ ատոմի համար, ինչպիսին էր մեր նախորդ պարագրաֆների քննարկումների ընթացքում: Ֆոտոնն ատոմի հետ մեկ միասնական քվանտային համակարգի մաս է կազմում և ֆոտոնի հաճախությունն իր ալիքային վեկտորից ֆունկցիա է դառնում պահպանման օրենքներից բխող օրինաչափություններով՝ $\omega = \omega(\mathbf{k})$: Այն կարող է դիտվել որպես դասական օպտիկայում լավ հայտնի տարածական դիսպերսիայի կամ հաճախային դիսպերսիայի հակադարձ ֆունկցիայի անալոգը: Վերջինս նաև հուշում է, որ ի տարբերություն (2.4)-ի՝ սպոնտան ճառագայթման խնդրում ժամանակային էքսպոնենտի առանձնացումը (2,3)-ում անհրաժեշտ է կատարել հիմնական ենթամակարդակի հավանականային ամպլիտուդում՝ $\bar{C}_g(t) \rightarrow e^{i(\omega - \omega_{eg})t} c_g(t)$, իսկ գրգռվածինը՝ թողնել նույնը՝ $\bar{C}_e(t) \rightarrow c_e(t)$:

Կատարելով հիշյալ փոխարինումները՝ սպոնտան ճառագայթման նկարագրման համար գալիս ենք հավասարումների հետևյալ համակարգի.

$$\left(i \frac{d}{dt} - \omega(\mathbf{k}) + \omega_{eg} \right) c_g(\mathbf{k}, t) = -\beta^*(\mathbf{k}) c_e(t) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}, \quad (7.2a)$$

$$i \frac{dc_e(t)}{dt} = - \sum_k \beta(\mathbf{k}) c_g(\mathbf{k}, t) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}, \quad (7.2b)$$

որտեղ $\beta = \sqrt{\pi\omega/2\hbar V} d$ - ն փոխազդեցության հաստատունն է և հաճախ կոչվում է վակուումային Ռաբիի հաճախություն: Փնտրելով ատոմական ամպլիտուդների համար ունենք $c_e(t=0)=1$ և $c_g(\mathbf{k}, t=0)=0$ սկզբնական պայմանները:

Հավասարումներում, որպես միջանկյալ քայլ, կատարենք անցում Լապլասի պատկերացմանը՝ օգտագործելով

$$f(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-st} f(t) dt \quad (7.3)$$



Պիեր-Սայմոն Լապլաս

սահմանումը: Դրա համար (7.2a,b) հավասարումները բազմապատկենք e^{-st} -ով և կատարենք ինտեգրման գործողություն, օգտագործելով (7.3)-ը: Ժամանակային ածանցյալների համար, որոնք մտնում են հավասարումների ձախմասերում, ստանում ենք

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-st} f'(t) dt &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-st} df(t) = \\ e^{-st} f(t) \Big|_0^{\infty} + s \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-st} f(t) dt &= s f(s) - f(t=0) \end{aligned} :$$

Արդյունքում (7.2a,b)-ն դառնում է հանրահաշվական հավասարումների համակարգ.

$$(is - \Delta(\mathbf{k}))c_g(\mathbf{k}, s) + \beta^*(\mathbf{k})e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}c_e(s) = 0,$$

$$is c_e(s) + \sum_{\mathbf{k}} \beta(\mathbf{k}) c_g(\mathbf{k}, s) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = i,$$

որտեղ $\Delta(\mathbf{k}) = \omega(\mathbf{k}) - \omega_{eg}$:

$c_g(\mathbf{k}, s)$ -ն առաջին հավասարումից տեղադրելով երկրորդ հավասարման մեջ՝ կստանաք

$$c_e(s) = \frac{i}{is + \sum_{\mathbf{k}} \frac{|\beta(\mathbf{k})|^2}{\Delta(\mathbf{k}) - is}} : \quad (7.4)$$

Հայտարարում եղած անվերջ գումարի պատճառով հնարավոր չի լինում ժամանակային տարածություն անցնելու հակադարձ ձևափոխությունը կատարել ճշգրիտ կերպով: Անցումը մոտավոր իրականացնելու համար օգտվում ենք $\beta(\mathbf{k})$ -ի փոքր լինելու հանգամանքից: Այս դեպքում հակադարձ ձևափոխություն

$$f(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\alpha - i\infty}^{\alpha + i\infty} f(s) e^{st} ds$$

բանաձևից, որտեղ $\alpha > 0$ ազատ պարամետրն ընտրվում է այնպես, որ ինտեգրման ուղին լինի $f(s)$ ֆունկցիայի բոլոր եզակիություններից աջ, հետևում է, որ համեմատաբար մեծ ժամանակների համար ինտեգրալի արժեքում հիմնական ներդրում տալիս է s -ի փոքր արժեքների տիրույթը: Այն թույլ է տալիս (7.4)-ի ենթագումարային արտահայտության նկատմամբ կիրառել

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{x - i\varepsilon} = \frac{p}{x} + i\pi\delta(x)$$

սահմանային բանաձևը, որում p տառը «prime» բառի առաջնատառն է և ցույց է տալիս ինտեգրալի գլխավոր արժեքը լինելու հանգամանքը, իսկ $\delta(x)$ -ը Դիրակի դելտա-ֆունկցիան է՝

$$\int_a^c F(x) \delta(x-b) dx = \begin{cases} F(b) & b \in (a, c) \\ 0 & b \notin (a, c) \end{cases} :$$

Այս մոտարկմամբ (7.4) -ը գրվում է

$$c_e(s) = \frac{1}{s + \frac{\gamma_{sp}}{2} + i\Omega_{vacum}} \quad (7.5)$$

տեսքով,

$$\gamma_{sp} = \frac{\pi}{2} \sum_{\mathbf{k}} |\beta(\mathbf{k})|^2 \delta(\omega(\mathbf{k}) - \omega_{eg}), \quad (7.6)$$

$$\Omega_{vacum} = \sum_{\mathbf{k}} \frac{|\beta(\mathbf{k})|^2}{\omega_{eg} - \omega(\mathbf{k})} \quad (7.7)$$

մտցված նշանակումներով: Լապլասի հակադարձ ձևափոխությունը (7.5) պարզագույն արտահայտությունից աղյուսակային ինտեգրալ է, որի տեղադրումով փնտրվող հավանականային ամպլիտուդի ժամանակային վարքի համար ստանում ենք

$$c_e(t) = e^{-i\Omega_{vacum} t/4 - \gamma_{sp} t/2} \quad (7.8)$$

արտահայտությունը:

Գրգռված մակարդակի բնակեցվածությունը զոնե համեմատաբար երկար ժամանակներ հետո մարում է էքսպոնենտային օրենքով (7.6) բանաձևով որոշվող արագությամբ: Էներգետիկ մակարդակը իր քվանտամեխանիկական հաշվարկային արժեքից շեղված է, և այդ շեղումն ի հաշիվ սպոնտան ճառագայթման հնարավորության է:

Հետաքրքիր է նկատել, որ մոտարկման ճշտության բարձրացումը, ասենք Լապլաս պատկերացման (7.4) բանաձևի հայտարարում ավելի մեծ թվով անդամներ պահելու ճանապարհով, բացահայտում է էվոլյուցիայի նոր վարքագիծ. գրգռված մակարդակի բնակեցվածության մարումն սկզբնական էտապում ուղեկցվում է տատանումներով: Ֆիզիկոսներն դա պայմանավորված է կարճ ժամանակների ժամանակ ֆոտոնի հետ-կլանման նկատելի մեծ հավանականությամբ, քանի դեռ ֆոտոնի ճառագայթման հավանականային ալիքը չի կարողացել շատ հեռանել ատոմից:

- Սպոնտան ճառագայթման հաճախային կազմությունը:

Ճառագայթված ֆոտոնների հաճախային կազմությունը կարելի է ստանալ հետևյալ կերպ: Դրա համար հարկ է (7.8) արտահայտությունը տեղադրել (7.2a)-ի աջ մասում և միաժամանակ վերցնել $c_e(t) = 1$ սկզբնական պայմանը: Արդյունքում սպոնտան ճառագայթմամբ բնակեցվող $|g\rangle$ հիմնական վիճակի հավանականային ամպլիտուդի համար ստացվում է հետևյալ առաջին կարգի անհամասեռ դիֆերենցիալ հավասարումը՝

$$\left(i \frac{d}{dt} - \omega(\mathbf{k}) + \omega_{eg} \right) c_{g, -1/2}(\mathbf{k}, t) = -\beta^*(\mathbf{k}) e^{-i \Omega_{\text{vacuum}} t / 4 - \gamma_{sp} t / 2}, \quad (7.9)$$

գուգորդված գրոյական սկզբնական արժեքով: Հավասարումը հեշտությամբ լուծվում է: Հավասարման անհամասեռության անդամում մտնող վակուումային Ռաբիի հաճախության թվային արժեքն անհամեմատ փոքր է համակարգի այլ հաճախային պարամետրերի նկատմամբ, այնպես որ հետագայում մենք այն հաշվի չենք առնի: Արդյունքում գալիս ենք

$$c_g(\mathbf{k}, t) = i\beta^*(\mathbf{k})e^{-i(\omega(\mathbf{k}) - \omega_{eg})t} \int_0^t e^{i(\omega(\mathbf{k}) - \omega_{eg})t'} e^{-\gamma_{sp} t'/2} dt' =$$

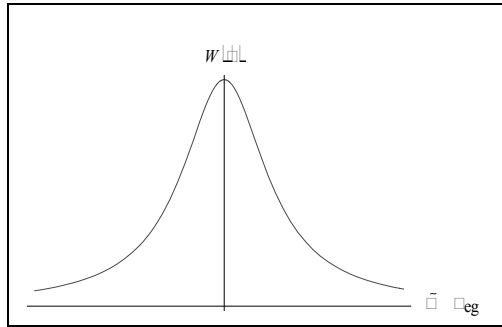
$$\beta^*(\mathbf{k}) \frac{e^{-\gamma_{sp} t/2} - e^{-i(\omega(\mathbf{k}) - \omega_{eg})t}}{\omega(\mathbf{k}) - \omega_{eg} + i\gamma_{sp}/2} \quad (7.10)$$

արտահայտությանը, ինչի մոդուլի քառակուսին էլ տալիս է ճառագայթված ֆոտոնի տվյալ $\omega(\mathbf{k})$ հաճախությունը ունենալու հավանականությունը: Վերցնելով $t \gg 1/\gamma_{sp}$, վերջինիս համար ստանում ենք

$$w(\mathbf{k}) = \frac{|\beta(\mathbf{k})|^2}{(\omega(\mathbf{k}) - \omega_{eg})^2 + \gamma_{sp}^2/4} \quad (7.11)$$

լորենցյան կախումը: Այն ունի համեմատաբար դանդաղ նվազող փեշերով զանգակաձև տեսք (Նկ. 7.1), որի մաքսիմումը համընկնում է ատոմական անցման հաճախությանը, և որի լայնությունը կիսաբարձրության վրա հավասար է վերին մակարդակի սպոնտան մարման արագությանը:

Նկատենք, որ մեծաթիվ գրգռված ատոմների իրարից անկախ ճառագայթման դեպքում (7.11) բանաձևը կարող է ընկալվել որպես տվյալ հաճախությամբ ճառագայթված ֆոտոնների հարաբերական թիվ: Ընդունված է նաև համարել, որ հիմնական վիճակները, որում հայտնվում են ատոմները սպոնտան ճառագայթման իրարից անկախ ակտերի հետևանքով, ստանում են իրարից անկախ և դրանով իսկ պատահական փուլեր: Այսինքն՝ սպոնտան ճառագայթումը մեծաթիվ ատոմների համակարգում ստեղծում է փուլային դեկոհերենտություն այն վիճակների միջև, որտեղ հայտնվում են ատոմները ճառագայթման արդյունքում: Մակրոսկոպիկ համակարգում գրգռումների մարումն անխզելիորեն ընթանում է դեկոհերենտության ուղեկցությամբ:



Նկ. 7.1

Բնակեցվածության ամպլիտուդի մարման և դեկոհերենսության զարգացման արագությունների հավասար լինելն ընդհանուր օրինաչափություն չէ: Այն տեղի ունի միայն սպոնտան մարման պրոցեսի համար: Դեկոհերենսության այլ աղբյուրների դեպքում կոհերենսության մարումն ընթանում է ավելի արագ, քան գրգռված էներգիայի հեռացումը համակարգից:

Գրգռված ենթամակարդակների առկայության պայմաններում բնակեցվածության սպոնտան տրոհումը տեղի է ունենում նման օրինաչափություններով, այնպես որ մենք դրան առանձին չենք անդրադառնա: Բերված նյութը նաև բավարար է, որ ընթերցողն այն կատարի ինքնուրույն՝ դրանում «սպորտային» կամ այլ հետաքրքրություն տեսնելու ակնկալիքով:

ԳԼՈՒԽ II ԼՈՒՍԱՅԻՆ ՃՆՇՄԱՆ ՈՒԺԵՐ

§ 8. Չանգվածների կենտրոնի շարժման հավասարումը

Արտաքին դաշտերի մեխանիկական ազդեցությունը մասնիկների վրա կարելի է հաշվարկել ուժի հասկացության միջոցով, քանի դեռ ատոմի ծանրության կենտրոնի դե Բրոյլի ալիքի երկարությունը փոքր է միջատոմական հեռավորությունների նկատմամբ: Առավել հետաքրքրություն ներկայացնող ալկալիական և հողալկալիական մետաղների գոլորշիների համար այս պայմանը վստահաբար տարածվում է մինչև 1K կարգի ջերմաստիճաններ: Այսպիսի և ավելի ցածր ջերմաստիճաններ ներկայումս ստանում են կոհերենտ լազերային ճառագայթման դաշտերով:

Լազերային դաշտերն ատոմների վրա ազդում են ինչպես կոնսերվատիվ, այնպես էլ ոչ կոնսերվատիվ (դիսիպատիվ) ուժերով: Կոնսերվատիվ ուժերի ազդեցությամբ ատոմների ջերմաստիճանը, իհարկե, չի կարող իջեցվել (կամ բարձրացվել), սակայն այդ ուժերն ունեն ճանաչողական մեծ արժեք և կիրառությունների լայն դաշտ, այնպես որ քննարկումը կսկսենք դրանցից: Առաջին հայացքից կարող է թվալ, որ լուսային ուժերի հետ կապված ինչ-որ բան շփոթում ենք: Չէ՞ որ լուսային ալիքի դաշտի ուժային բնութագիրը՝ լարվածությունը, ժամանակից կախված, փոխվում է, և նրա առաջացրած ուժը կոնսերվատիվ լինել չի կարող: Այս փաստարկը, սակայն, միակը կլիներ, եթե խոսքը գնար լիցքավորված ազատ մասնիկի և դանդաղ փոփոխվող դաշտերի մասին: Ատոմի դեպքում էլեկտրոնները գտնվում են կապված վիճակում, և լույսի փոխազդեցությունը նրանց հետ

առավել պարզ կարող է դիտվել որպես ռեզոնանսային փոխազդեցություն ոչ բևեռային դիպոլի հետ, քանի որ առանց արտաքին ազդեցությունների ատոմի դիպոլային մոմենտը հավասար է զրոյի: Լուսաինդուկցած դիպոլային մոմենտը փոխվում է ալիքի հաճախությամբ: Արդյունքում դաշտի ուղղության փոփոխությունն ուղեկցվում է դիպոլի ուղղության համատակտ փոփոխությամբ, և ատոմի $\mathbf{V} = -\hat{\mathbf{d}} \mathbf{E}$ պոտենցիալ էներգիան մնում է նույնը: Ուրեմն տարածական գրադիենտով լուսային ալիքի դաշտում ատոմի վրա ընդհանուր դեպքում կազդի զրոյից տարբեր ռեզոնանսային բնույթի ուժ, որի ուղղությունը, ի դեպ, կախված է լինում ռեզոնանսի ապալարքի նշանից:

Դեկոհերենտ պրոցեսների բացակայության պայմաններում խնդրի քննարկումը տարվում է Շրեդինգերի (1.1) հավասարման հիման վրա, որում Համիլտոնի օպերատորը լրացվում է ատոմի ծանրության կենտրոնի կինետիկ էներգիայի օպերատորով՝ գալով

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\mathbf{t}, \mathbf{r})}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + \hat{H}_0 - \hat{\mathbf{d}} \mathbf{E} \right) \Psi(\mathbf{t}, \mathbf{r}) \quad (8.1)$$

հավասարմանը: Այստեղ $\mathbf{r}$ -ը օպտիկական էլեկտրոնի շառավիղ-վեկտորն է խնդրի քննարկման լաբորատոր համակարգում: Ներկայացնենք այն որպես երկու բաղադրամասերի՝ ատոմի զանգվածների կենտրոնի և զանգվածների կենտրոնի նկատմամբ էլեկտրոնի շառավիղ վեկտորների գումար ($\mathbf{r} = \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}$): Դիպոլային մոտավորությամբ՝ $\mathbf{k} \boldsymbol{\rho} \ll 1$, ինչն ընդունված է (8.1)-ում, $\hat{\mathbf{d}}$ դիպոլային մոմենտն օպերատոր է միայն ըստ $\boldsymbol{\rho}$ փոփոխականի, իսկ օպտիկական դաշտի $\mathbf{E}$ լարվածության համար $\mathbf{r}$ -ը կարելի է փոխարինել $\mathbf{R}$ -ով: Արդյունքում (8.1)-ը գրվում է

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(t, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho})}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{R}^2} + \hat{H}_0(\boldsymbol{\rho}) - \hat{\mathbf{d}}(\boldsymbol{\rho}) \mathbf{E}(t, \mathbf{R}) \right) \Psi(t, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) \quad (8.2)$$

ավելի բացահայտ տեսքով: Այս մոտարկումը լրիվ բավարար է գոնե առաջին ծանոթության համար, քանի որ թույլ է տալիս զանգվածների կենտրոնի համար ստանալ հավասարումների համակարգ, որում որպես գործակիցներ հանդես են գալիս ազատ ատոմի բնութագրիչ հանդիսացող դիպոլային մոմենտի մատրիցական էլեմենտները:

Հիշյալ արդյունքին գալու համար իրականացնում ենք քայլերի նույն հերթականությունը, ինչը մանրամասն ներկայացվել է § 1 և § 2 -ում ատոմի հիմնական և գրգռված վիճակների հավանականային ամպլիտուդների (2.5a) և (2.5b) ժամանակային հավասարումների ստացման ժամանակ: Ատոմի լրիվ ալիքային ֆունկցիան, ինչպես և (1.2)-ում, վերլուծում ենք ըստ ատոմի ներքին երկու վիճակների $\Psi_m(\boldsymbol{\rho})$ և $\Psi_n(\boldsymbol{\rho})$ ալիքային ֆունկցիաների՝

$$\Psi(t, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = \sum_{i=n,m} C_i(t, \mathbf{R}) \Psi_i(\boldsymbol{\rho}) : \quad (8.3)$$

Այստեղ նորությունը (1.2)-ի նկատմամբ այն է, որ $C_i(t, \mathbf{R})$, $i = n, m$ գործակիցները ի հավելումն t ժամանակի, կախված են ատոմի զանգվածների կենտրոնի $\mathbf{R}$ շառավիղ-վեկտորից: Իր սկզբունքային կարևորությունը պահպանում է նաև այդ գործակիցների ֆիզիկական մեկնաբանությունը, այն է՝ $C_n(t, \mathbf{R})$ -ը ($C_m(t, \mathbf{R})$ -ը) հավանականային ամպլիտուդն է այն բանի, որ ժամանակի t պահին ատոմի զանգվածների կենտրոնի շառավիղ վեկտորը կլինի տվյալ $\mathbf{R}$ -ը, և միաժամանակ ներքին վիճակում ատոմը կգտնվի հիմնական (գրգռված) էներգետիկ մակարդակում: Այլ կերպ ասած՝ դրանցից առաջինը ատոմի համընթաց

շարժման ալիքային ֆունկցիան է պայմանով, որ ատոմը գտնվում է ներքին վիճակի հիմնական, իսկ երկրորդը՝ գրգռված էներգետիկ մակարդակում:

Հաջորդ քայլում (8.3) ալիքային ֆունկցիան տեղադրվում է (8.2) հավասարման մեջ, և կատարվում են ստանդարտ գործողությունները, այն է՝ բազմապատկվում է ձախից նախ $\Psi_m(\mathbf{r})$ -ի, ապա $\Psi_n(\mathbf{r})$ -ի կոմպլեքս համալուծ ֆունկցիաներով և յուրաքանչյուր դեպքում ինտեգրվում ըստ ատոմի ծավալի ($\mathbf{r}$ փոփոխականի, $(-\infty, +\infty)$ սահմաններում): Արդյունքում ատոմի զանգվածների կենտրոնի տարածաժամանակային էվոլյուցիայի համար ստանում ենք հետևյալ հավասարումների համակարգը՝

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 \right) c_n(t, \mathbf{r}) = -\mathbf{d}_{mn}^* \mathbf{E}_0(t, \mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} c_m(t, \mathbf{r}), \quad (8.4a)$$

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + \hbar \Delta \right) c_m(t, \mathbf{r}) = -\mathbf{d}_{mn} \mathbf{E}_0(t, \mathbf{r}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} c_n(t, \mathbf{r}), \quad (8.4b)$$

որտեղ

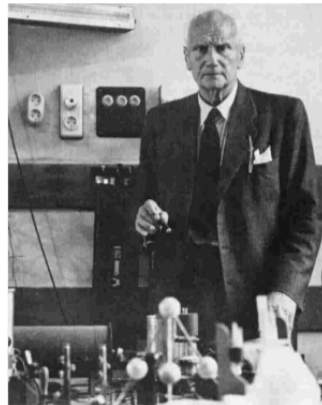
$$c_m = C_m e^{i\Delta t} e^{iE_m t/\hbar}, \quad c_n = C_n e^{iE_n t/\hbar} : \quad (8.5)$$

$\mathbf{E}_0(t, \mathbf{r})$ -ն դաշտի դանդաղ փոփոխվող ամպլիտուդն է ըստ (2.1) վերլուծության, և հավասարումներում արդեն $\mathbf{r}$ փոփոխականի բացակայության պայմաններում հարմար ենք գտել կատարել $\mathbf{R} \rightarrow \mathbf{r}$ վերանվանումը: Ատոմում ներքին ազատության աստիճանի (ներքին վիճակների) առկայությունն ի հայտ է եկել համապատասխան թվով (փոխհամակցված) հավասարումների ձևավորմամբ: Դրանք արդեն ո՛չ առանձին-առանձին, ո՛չ էլ միասին ընդհանուր դեպքում չունեն Շրեդինգերի հավասարման տեսքը: Դա նշանակում է, որ ատոմի ծանրության կենտրոնի շարժման համար ընդհանուր դեպքում պրոբեմային է պո-

տենցիալ էներգիայի հասկացություն մտցնելը, և դրան խանգարում է ատոմի ներքին կառուցվածք ունենալու հանգամանքը: Ընդհանուր դեպքում խաթարված է պոտենցիալ էներգիայի հասկացությունն անգամ ներքին վիճակներից յուրաքանչյուրի համար: Որոշ սահմանային պայմաններում հնարավոր է լինում, այնուամենայնիվ, պահպանել պոտենցիալ էներգիայի հասկացությունն ատոմի առանձին էներգետիկ մակարդակի համար՝ տանելով զուգահեռներ լայնորեն հայտնի Շտերնի և Գերլախի



Օտտ Շտերն



Վալտեր Գերլախ

երևույթի հետ, որում մագնիսական դաշտի ազդեցությունը, լինելով տարբեր սպինի տարբեր պրոյեկցիաների վրա, բերում է դրանց համընթաց շարժման տարածական տարանջատման: Նման տարանջատում, ըստ ներքին էներգետիկ մակարդակների, տեղի է ունենում նաև լազերային ճառագայթման դաշտում շարժվող ատոմական փնջերի հետ, և առկա անալոգիայի հիման վրա այն ընդունված է անվանել օպտիկական Շտերնի և Գերլախի էֆեկտ:

§ 9. Լույսի գրադիենտային ուժը: Դիաֆատիկ ռեժիմ

Վերադառնանք (8.4a) և (8.4b) հիմնական հավասարումների համակարգին և ներկայացնենք պայմանները, որոնց դեպքում պոտենցիալ էներգիայի հասկացությունն ատոմի համընթաց շարժումը նկարագրող վիճակների համար կարող է լինել օրինական: Դրանք նաև պրակտիկ կարևորության պայմաններ են:

Մեծ ռեզոնանսային ապալարքերի դեպքը: Լազերային լույսի հետ ատոմի փոխազդեցության պայմաններում հաճախ անհրաժեշտ է լինում ապահովել փոխազդեցության կոհերենտությունը: Դրա պարզագույն ճանապարհը ռեզոնանսի Δ ապալարքի մեծ արժեքների ընտրությունն է, որոնք մեծապես գերազանցում են օպտիկական անցման γ համասեռ, ինչպես նաև ատոմի շարժման և դաշտի ամպլիտուդի հնարավոր տարածաժամանակային փոփոխությունների արդյունքում առաջացող $\delta\omega$ անհամասեռ լայնացումները: Էներգիայի պահպանման օրենքն այս դեպքում ասում է, որ օպտիկական անցումներն էներգետիկ մակարդակների միջև վիրտուալ են, և ատոմը, մնալով նախապես բնակեցված էներգետիկ մակարդակում, պոտենցիալ էներգիայի հասկացությունը դարձնում է կիրառելի:

Իսկապես, նշված պայմաններում ապալարքը մեծ է այնքան, որ (8.4b)-ի ձախակողմյան փակագծում առաջին երկու անդամները հնարավոր է լինում արհամարհել $\hbar\Delta$ անդամի նկատմամբ: Ստացվող

$$c_m(t, \mathbf{r}) = -\frac{\mathbf{d}_{mn} \mathbf{E}_0(t, \mathbf{r})}{\hbar \Delta} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} c_n(t, \mathbf{r}), \quad (9.1)$$

հանրահաշվական հավասարման տեղադրումով (8.4a)-ն ձևափոխվում և ձեռք է բերում

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 - \frac{|\mathbf{d}_{mn}|^2 |\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)|^2}{\hbar \Delta} \right) \mathbf{c}_n(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (9.2)$$

տեսքը, ինչը Շրեդինգերի հավասարում է $\mathbf{c}_n(\mathbf{r}, t)$ ամպլիտուդ-ֆունկցիայի համար: Եվ ուրեմն փոխազդեցությունը ներկայացնող

$$U_{\text{int}}(\mathbf{r}, t) = \frac{|\mathbf{d}_{mn}|^2 |\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)|^2}{\hbar \Delta} \quad (9.3)$$

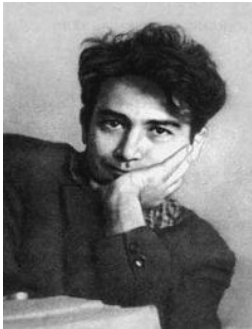
անդամն էլ, համեմատական դաշտի ինտենսիվությանը և հակադարձ համեմատական ռեզոնանսի ապալարքին, հենց փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիա է քննարկվող պայմանների համար: Հարկ է նաև նկատի ունենալ, որ ռեզոնանսի ապալարքի նշանը փոխելիս պոտենցիալ էներգիան փոխում է իր նշանը:

Եթե դաշտի ամպլիտուդը ժամանակի ընթացքում մնում է հաստատուն, ապա քվադրիկասիկ մոտարկմամբ կարող ենք օգտվել ուժի հասկացությունից և գրել՝

$$\mathbf{F}_g(\mathbf{r}) = -\text{grad}(U_{\text{int}}(\mathbf{r})) = -\frac{|\mathbf{d}_{mn}|^2}{\hbar \Delta} \text{grad}(|\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2): \quad (9.4)$$

ա. Հարթ վազող ալիքի դեպքը: Ալիքի ամպլիտուդը կախված չէ նաև կոորդինատներից, $\mathbf{E}_0 = \text{const}$, և ատոմի (9.3) պոտենցիալ էներգիան հաստատուն է ամբողջ տարածության մեջ: Ատոմի ծանրության կենտրոնի վրա, համաձայն (9.4)-ի, պոտենցիալային ուժ չի ազդում: Ընդհանուր դեպքում լուսային փնջերն ունենում են վերջավոր լայնական չափեր, ուրեմն նաև ինտենսիվության գրադիենտ լայնական ուղղությամբ: Հաճախ ի հաշիվ վերջավոր տևողությունների՝ լուսային փնջերն ունենում են նաև երկայնական գրադիենտներ: Այնպես որ լուսային փնջերում

ատոմների (մոլեկուլների, թափանցիկ միկրոմասնիկների) վրա մշտապես ազդում են գրադիենտային ուժեր՝ հիմնականում ուղղված փնջի լայնական ուղղությամբ կամ դեպի առանցքը, կամ առանցքից հեռացող ուղղությամբ: Վերջինս կախված է ինչպես ինտենսիվության գրադիենտի ուղղությունից, այնպես էլ ռեզոնանսի Δ ապալարքի նշանից: Անհամասեռ լուսային դաշտերում գրադիենտային ուժի առկայությունը տեսականորեն հայտնաբերել է Գ. Ասկարյանը 1958 թվականին՝ մինչ լազերների հայտնագործումը:



Գուրգեն Ասկարյան

Երբ փնջի ինտենսիվությունն առավելագույնն է առանցքի վրա, ինչպես լինում է սովորաբար, ապա ուժն ուղղված կլինի դեպի առանցք ռեզոնանսի բացասական ապալարքերի դեպքում, երբ լուսի ω հաճախությունը փոքր է ատոմի օպտիկական անցման ω_0 հաճախությունից: Փնջի լայնական հատույթում հայտնված և լայնական շարժման բավականաչափ փոքր կլինետիկ էներգիայով օժտված ատոմներն այս դեպքում խտանում են դեպի կենտրոն և փոխազդեցության երկար ժամանակների դեպքում կատարում տատանողական շարժում առանցքի շուրջ: Շփման կամ դիմադրության օպտիկական ուժերի առկայության պայմաններում, ինչի հնարավորությունը կքննարկվի հետագայում, տատանողական շարժումներն աստիճանաբար մարում են, և ատոմները կուտակվում են լուսային փնջի առանցքի վրա:

Այս երևույթի առավել կարևոր կիրառություններից մեկը կապված է այն դեպքի հետ, երբ ղեկավարող լուսային փունջն ինքը կոշտ ֆոկուսացված է: Այստեղ լայնական և երկայնական

գրադիենտային ուժերը, լինելով նույն կարգի, հավաքում են ատոմներին ֆոկուսի շուրջ տարածական շատ փոքր տիրույթում, որի զծային չափերը լույսի ալիքի երկարության, 10^{-4} սմ-ի կարգի են: Լուսային փնջի ֆոկուսային տիրույթում առաջանում է օպտիկական ուժերի պոտենցիալային հոր, ուր գերվում են սառեցված ատոմները: Ֆոկուսացման դիրքի շարժումով հնարավոր է լինում տեղափոխել գերված ատոմները և տեղակայել նախապես որոշված և հետաքրքրություն ներկայացնող տեղում, ներառյալ մակրոմոլեկուլների այս կամ այն տեղամաս: Այսպիսի սխեման ընդունված է անվանել օպտիկական պինցետ: Հասկանալի է, որ այն կարող է օգտագործվել նաև մոլեկուլային կառուցվածքներից որոշակի ատոմ կամ ատոմական խումբ պոկել հեռացնելու համար:

Ռեզոնանսի ապալարքի դրական արժեքների դեպքում ($\omega > \omega_0$) ինտենսիվության զանգակաձև լայնական բաշխման փնջերում գրադիենտային ուժն ուղղված է առանցքից հեռացող ուղղությամբ և օգտագործվում է գազային միջավայրի տվյալ տիրույթը ատոմներից ազատելու համար: Ավելացնենք նաև, որ լազերային ինտենսիվությունների դեպքում օպտիկական գրադիենտային ուժերը հսկայական են ատոմների ծանրության ուժերի համեմատ, ինչը թույլ է տալիս համեմատաբար հեշտորեն դեկավարել ատոմների և մոլեկուլների դինամիկան իրական փորձաքարական պայմաններում:

б. Հարթ հանդիպակաց ալիքների դեպքը: Հանդիպակաց ալիքների դեպքում դաշտի լարվածությունը (2.1)-ի փոխարեն տրվում է

$$\mathbf{E} = \left(\mathbf{E}_{01} e^{ikz} + \mathbf{E}_{02} e^{-ikz} \right) e^{-i\omega t} + \left(\mathbf{E}_{01}^* e^{-ikz} + \mathbf{E}_{02}^* e^{ikz} \right) e^{i\omega t} \quad (9.5)$$

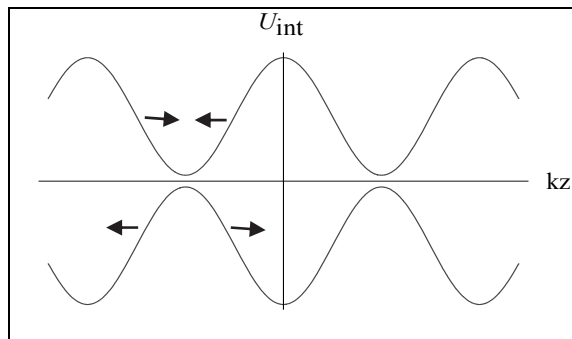
բանաձևով, որտեղ z առանցքն ուղղված է ալիքների տարածման գծի երկայնքով: Պարզության համար ենթադրելով $\mathbf{E}_{01}$ և $\mathbf{E}_{02}$ ամպլիտուդներն իրական՝ կունենանք

$$U_{\text{int}}(\mathbf{r}, t) = \frac{|\mathbf{d}_{mn}|^2}{\hbar \Delta} \left(E_{01}^2(t) + E_{02}^2(t) + 2E_{01}(t)E_{02}(t)\cos 2kz \right) \quad (9.6)$$

և համապատասխանաբար

$$\mathbf{F}_g(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_z \frac{4|\mathbf{d}_{mn}|^2 E_{01}E_{02}}{\hbar \Delta} k \sin 2kz : \quad (9.7)$$

Հանդիպակաց ալիքների էլեկտրական դաշտը ռեզոնանսից հեռու պայմաններում աստուծի ծանրության կենտրոնի համար ստեղծում է պարբերական պոտենցիալ (Նկ. 9.1), որի տարածական պարբերությունը հավասար է ալիքի երկարության կեսին: Վերին գրաֆիկը համապատասխանում է ռեզոնանսի բացասական ապալարքներին,



Նկ. 9.1

ներքևին՝ դրական: Քվադրիկասիկ ուժն ունի պոտենցիալ էներգիայի պարբերությունը և ուղղված է ալիքների տարածման գծի երկայնքով: Նկարում դրանք պատկերված են սլաքներով:

Հավասար՝ $E_{01} = E_{02}$ ամպլիտուդներով հանդիպակաց ամպլիքների դաշտը հայտնի է որպես կանգուն ալիք: Դաշտի տրված միջին ինտենսիվության դեպքում այն ապահովում է ինտենսիվության, դրանով՝ պոտենցիալ էներգիայի մոդուլացման առավելագույն խորությունը, պոտենցիալ էներգիայի զրոյական արժեքները հանգույցներում և միջին ինտենսիվության կրկնապատիկը փովածքներում:

Հանդիպակաց ալիքների պարբերական պոտենցիալը ներկայումս լայնորեն օգտագործվում է ատոմական ինտերֆերոմետրերում և կառուցվածքային մասնիկների քվանտային թունելացման օրինաչափությունների հետազոտման աշխատանքներում:

Նկատենք, որ ուժի հասկացությունը կիրառելի է բացառապես քվադրիկասիկ մոտավորության պայմաններում, երբ քվանտային թունելացման առկայությունը որևէ նկատելի ազդեցություն չի ունենում քննարկվող երևույթի ընթացքի և ձևավորվող օրինաչափությունների վրա: Առանց ապացուցման ավելացնենք նաև, որ վերին էներգետիկ մակարդակի վրա գտնվելիս ատոմի ծանրության կենտրոնի պոտենցիալ էներգիայի և նրա վրա ազդող ուժի (9.6) և (9.7) արտահայտություններում հարկ է կատարել նշանի փոփոխություն: Եթե, օրինակ, տարածության որևէ կետում հիմնական մակարդակում գտնվող ատոմի պոտենցիալ էներգիան մինիմալ է, ապա վերին մակարդակ բարձրանալիս նրա պոտենցիալ էներգիան կդառնա արդեն մաքսիմալ:

Հարցի քննարկումը, ինչպես նկատեցինք, տարվում էր ազատ ատոմի բազիսային վիճակների գործակիցների միջոցով: Այս բազիսից, որը հայտնի է նաև դիաբատիկ անվամբ, հարմար է օգտվել հատկապես արագ փոփոխվող ամպլիտուդներով դաշտերի հետ փոխազդեցությունները նկարագրելիս, մասնավոր-

րապես փոխազդեցության ակնթարթային միացման և անջատման մոդելում, ինչն անշարժ ատոմի մոտավորության սահմաններում ուսումնասիրվեց § 4-ում:

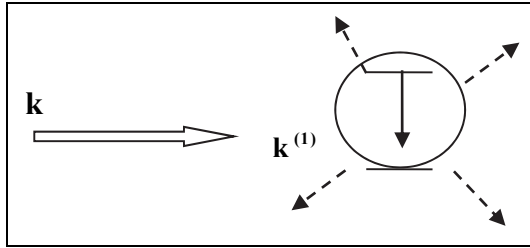
Փորձարարական տվյալներ: Բերենք երկու արդյունք (ըստ J. E. Bjorkholm, R. R. Freeman, A. Ashkin, and D. B. Pearson. OPTICS LETTERS, Vol. 5, No. 3, pp. 111-113 (1980)) հեղինակների, որոնք առաջիններից են լաբորատոր պայմաններում ցույց տվել օպտիկական գրադիենտային ուժի առկայությունը և կախումը ռեզոնանսի նշանից: Օգտագործվել է նատրիումի (Na) ատոմական փունջ, որի հետ տարածման ուղղությամբ համատեղվել է ներկանյութային լազերի անընդհատ ճառագայթման փունջը: Գրադիենտային ուժերն այս երկրաչափությամբ ազդում են փնջի լայնական հարթության մեջ գլանային համաչափությամբ՝ կա՛մ դեպի առանցք (եթե $\omega < \omega_0$), կա՛մ առանցքից դուրս ուղղություններով (եթե $\omega > \omega_0$) ձգտելով համապատասխանաբար ֆոկուսացնել կամ ապաֆոկուսացնել ատոմական փունջն իր լայնական հատույթում (փոխազդեցության ժամանակները մեծ չեն շարժումը տատանողական լինելու համար): Ֆոկուսացումը գրանցվում է խտության լայնական բաշխումն ազատ, լազերային ճառագայթման ազդեցությանը չենթարկված ատոմական փնջի համեմատությամբ: Լազերային հաճախությունը ատոմական անցումից ներքև համալարվել է այնպիսի մեծության վրա, որի դեպքում գրանցման հարթությունում ատոմական փնջի խտացումն առանցքի վրա լինի առավելագույնը: Այդ պայմաններում այն հասել է մոտավորապես 30-ի: Ատոմական անցումից վեր լազերային հաճախության համալարման պայմաններում գրանցվել է առանցքի վրա ատոմների խտության նվազում ավելի քան 100 անգամ:

§ 10. Լույսի սպոնտան ճնշման ուժը

Սպոնտան (կամ ինքնաբերաբար) ճառագայթումը լուսային ալիքի դաշտում գտնվող ատոմի համար ոչ միայն որակապես փոխում է նրա վրա ազդող գրադիենտային ուժը, այլև պատճառ է դառնում նոր, ոչ պոտենցիալային բնույթ ունեցող ուժի առաջացման: Այն կարելի է հաշվել, ինչպես նախորդ պարագրաֆում՝ ելնելով խտության մատրիցայի ապարատից: Սակայն մենք կգնանք լայնորեն ընդունված մեկ այլ ճանապարհով, ինչն ավելի բացահայտ կերպով է ներկայացնում ուժի առաջացման մեխանիզմները և դրանց ֆիզիկական մեկնաբանությունները:

Ընդունենք, որ երկմակարդակ ատոմը գտնվում է վազող հարթ մոնոքրոմատիկ լուսային ալիքի դաշտում՝ դրանով իսկ բացառելով գրադիենտային ուժի առկայությունը ատոմի վրա: Կհամարենք, որ ալիքի հաճախությունն այնքան մոտ է ատոմական անցման հաճախությանը, որ վիրտուալ անցումների հետ հնարավոր են նաև իրական անցումներ էներգետիկ մակարդակների միջև, որոնք բարենպաստ են սպոնտան ճառագայթման ի հայտ գալու համար: Լուսային ալիքից ֆոտոնի կլանման արդյունքում նրա էներգիայի հետ միասին ատոմին է անցնում նաև նրա $\hbar \mathbf{k}$ իմպուլսը: Ատոմի իմպուլսը սկզբնական որևէ $\mathbf{p}_0$ արժեքից դառնում է $\mathbf{p}_0 + \hbar \mathbf{k}$: Երբ կլանմանը հաջորդում է ստիպողական ճառագայթում, այսինքն՝ ֆոտոնի առաքում նույն ալիքի մեջ, որից տեղի է ունեցել կլանումը, ապա ատոմը կորցնում է նույնքան $\hbar \mathbf{k}$ իմպուլս և լրիվ ցիկլ կազմող երկու ստիպողական ակտերի արդյունքում վերադառնում է իմպուլսի իր նախնական արժեքին: Սակայն իրավիճակը փոխվում է, եթե կլանմանը հաջորդում է սպոնտան ճառագայթում: Հարկ է նկատել, որ սպոնտան ֆոտոնի ճառագայթումն ատոմից

կարող է տեղի ունենալ կամայական ուղղությամբ (տե՛ս Նկ. 10.1)՝ տանելով ատոմից որևէ $\hbar \mathbf{k}^{(1)}$ իմպուլս, որի $\mathbf{k}^{(1)}$ ալիքային վեկտորը հավասար հավանականությամբ է բաշխված բոլոր ուղղություններով:



Նկ. 10.1

Սպոնտան ճառագայթմամբ ավարտվող կլանում-ճառագայթում ցիկլի արդյունքում ատոմի իմպուլսը դառնում է $\mathbf{p}_0 + \hbar \mathbf{k} - \hbar \mathbf{k}^{(1)}$, կրելով $\hbar \mathbf{k} - \hbar \mathbf{k}^{(1)}$ փոփոխություն: Ատոմի հետագա փոխազդեցությունն ընթանում է նույն օրինաչափություններով. ստիպողական ճառագայթմամբ ավարտվող ցիկլերը չեն փոխում ատոմի արդեն ձեռք բերած իմպուլսը, իսկ ամեն մի հաջորդ սպոնտան ճառագայթմամբ ավարտվող ցիկլ ավելացնում է իմպուլսի փոփոխությունը $\hbar \mathbf{k} - \hbar \mathbf{k}^{(i)}$ չափով: Ուրեմն ատոմի իմպուլսի փոփոխության հարցը քննարկելիս կարելի է մի կողմ թողնել ստիպողական ճառագայթմամբ ավարտվող ցիկլերը և բավարարվել միայն սպոնտան ճառագայթմամբ ավարտվողներով: Ո թվով այդպիսի ցիկլերի արդյունքում ատոմի իմպուլսի ընդհանուր փոփոխությունը կլինի

$$n \hbar \mathbf{k} - \hbar \sum_{i=1}^n \mathbf{k}^{(i)} :$$

Քանի որ $\mathbf{k}^{(i)}$ վեկտորներն ուղղված են տարբեր ուղղություններով, ապա մեծաթիվ ցիկլերի ընթացքում դրանց գումարը զրոյանում է և ունենում ենք

$$\Delta \mathbf{p} = n \hbar \mathbf{k} : \quad (10.1)$$

Փոխազդեցության ընդհանուր ժամանակն այս պատկերացումներով $\mathbf{N}$ թվով ցիկլերի գումարային ժամանակն է: Հետևաբար, եթե դրանցից մեկի միջինը τ է, ապա $\Delta t = n \tau$: Նկատենք նաև, որ ստիպողական անցումների ժամանակն անհամեմատ փոքր է սպոնտան անցումների ժամանակից, ինչի համար որպես τ ընդունված է վերցնել միայն սպոնտան անցումների միջին տևողությունը: Այսպիսով, համարելով, որ փոխազդեցության յուրաքանչյուր ժամանակում ատոմի գրգռումը տեղի է ունենում վստահաբար, միջին ուժի համար, որպես միավոր ժամանակում իմպուլսի փոփոխություն, կունենայինք $\Delta \mathbf{p} / \Delta t = n \hbar \mathbf{k} / n \tau = \gamma \hbar \mathbf{k}$, որտեղ $\gamma = 1/\tau$ -ն սպոնտան անցումների հաճախությունն է: Իրականում ատոմը գրգռվել կարող է միայն որոշակի հավանականությամբ, այնպես որ ուժի արտահայտությունն ստանալու համար հարկ է նաև բազմապատկել գրգռման Π հավանականությամբ: Սպոնտան ճառագայթման առկայության պայմաններում տեսությունը Π -ի ստացիոնար արժեքի համար տալիս է հետևյալ արտահայտությունը՝

$$\Pi = \rho_{mm}(t \rightarrow \infty) = \frac{2|V|^2}{\gamma^2 + \Delta^2 + 4|V|^2} : \quad (10.2)$$

Այս բանաձևը, այնուամենայնիվ, վերաբերում է անշարժ ատոմին, և հարկ է լրացումներ մտցնել բերված արտահայտության մեջ՝ պայմանավորված ատոմի տվյալ պահին ունեցած արագությամբ, ինչը նա առնվազն կարող էր ձեռք բերած լինել քննարկվող ուժի ազդեցության տակ: Տեսնելու համար, թե ինչ-

պիսին պետք է լինի այս փոփոխությունը, դիմենք շարժվող ատոմի կողմից ֆոտոնի կլանման պրոցեսի համար էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքներին (արդյունքը նույնն է նաև ճառագայթման պրոցեսի համար)։

$$\frac{\mathbf{p}_0^2}{2M} + \hbar \omega = \frac{\mathbf{p}^2}{2M} + \hbar \omega_0, \quad \mathbf{p}_0 + \hbar \mathbf{k} = \mathbf{p} : \quad (10.3)$$

Առաջին հավասարումում աջից անդամները տեղափոխենք ձախ, մտցնենք կլանման ընթացքում ատոմի $\mathbf{V} = (\mathbf{P}_0 + \mathbf{P})/2M$ միջին արագության հասկացություն և օգտվենք երկրորդ հավասարումից։ Կունենանք $\omega - \omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0$, ինչը հուշում է, որ բնակեցվածության հայտարարում մտնող ռեզոնանսի $\Delta = \omega - \omega_0$ ապալարքը կարիք կա փոխարինելու $\Delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ արտահայտությամբ։ Այն կարող է մեկնաբանվել նաև որպես դասական էլեկտրադինամիկայից լավ հայտնի Դոպլերի էֆեկտի հաշվառումը քննարկվող պրոցեսում։ Արդյունքում սպոնտան ճնշման ուժի համար ստանում ենք

$$\mathbf{F} = \frac{2\hbar \gamma |\mathbf{V}|^2}{\gamma^2 + (\omega - \omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2 + 4|\mathbf{V}|^2} \mathbf{k} \quad (10.4)$$

վերջնական բանաձևը, ուր $\mathbf{V}$ -ն տրվում է (2.7) սահմանումով։

Սպոնտան ճնշման ուժն ուղղված է ալիքի տարածման ուղղությամբ և կախված ատոմի ունեցած արագությունից՝ իր առավելագույն արժեքին է հասնում ռեզոնանսի պայմանին

ճշգրիտ բավարարող $v_z = \frac{\omega - \omega_0}{\omega} c$ արագության դեպքում, որ-

տեղ c -ն լույսի արագությունն է վակուումում։ Ուժի՝ արագությունից կախվածությունն ունի լորենցյան (զանգակաձև) տեսք, որի ռեզոնանսային լայնությունը որոշվում է կլանման գծի

$\Gamma = \sqrt{\gamma^2 + 4|V|^2}$ ինդուկցված հաճախությամբ, ուր ներդրում են տալիս գծի բնական (γ) և ստիպողական ($2|V|$) լայնացումները:

Սպոնտան ճնշման ուժը պարզ կախում ունի նաև ալիքի ինտենսիվությունից: Փոքր ինտենսիվությունների տիրույթում, քանի դեռ $2|V| \ll \gamma$, սպոնտան ուժն աճում է գծայնորեն՝ գործնականում չափելիով ռեզոնանսի լայնության վրա: Հետագայում աճի արագությունը դանդաղում է՝ զուգակցվելով ռեզոնանսի անընդհատ լայնացմամբ, ասիմպտոտիկայում ձգտելով հագեցման $F_{\text{saturation}} = \hbar \gamma k/2$ արժեքի:

Սպոնտան ճնշման ուժը ռեզոնանսին մոտ հաճախությունների վրա կտրուկ աճում է և անգամ օպտիկական անցման ոչ լրիվ հագեցման պայմաններում ունակ է ստեղծելու հսկայական, Երկրի մակերևույթին մոտ ազատ անկման արագացումը մինչև 100.000 անգամ գերազանցող արժեքներ, ասենք, նատրիումի ատոմների համար: Նկատենք նաև, որ ի հաշիվ ատոմի վրա ազդող ուժի արագությունից ունեցած կախման՝ ոչ մոնոքրոմատիկ ատոմական փնջերում ատոմների բաշխումը, ըստ արագությունների, փոխվում է:

Փորձարարական տվյալներ: Ատոմների վրա լույսի սպոնտան ճնշման առկայությունը լաբորատոր պայմաններում առաջինը դիտվել է Ֆրիշի կողմից 1933 թ: Նա ջերմային աղբյուրից մոտ 900 սմ/վ արագություններով դուրս եկող նատրիումի ատոմների լավ կոլիմացված փնջի վրա տարածման ուղղությանն ուղղահայաց ուղղությամբ գցել է նատրումական լամպից եկող լուսային ճառագայթը: Մեկ ֆոտոնի կլանում-սպոնտան ճառագայթում ցիկլի ընթացքում նատրիումի ատոմի մոտ տեղի է ունենում արագության մոտ 3 սմ/վ փոփոխություն, ինչը, ուղղված լինելով ատոմների տարածման ուղղությանն ուղղահայաց,



**Մերգեյ Ֆրիշը կնոջ և
դստեր հետ**

բերում է ատոմական փնջի (իրականում՝ նրա մոտ $1/3$ -րդ մասի) փոքր շեղման նախնական ուղղությունից:

Լազերային աղբյուրների օգտագործմամբ կտրուկ կերպով մեծանում է ատոմների գրգռման, հետևաբար նաև ֆոտոնի կլանում-սպոնտան ճառագայթում ցիկլերի հաճախականությունը: Այս պայմաններում հնարավոր է դառնում դանդաղեցնել (և անգամ կանգնեցնել ու ետ ուղղել) ատոմական

փնջի տարածումը՝ լազերային ճառագայթն ուղղելով ատոմների ջերմային աղբյուրը դուրս եկող փնջի տարածման ուղղությանը հակառակ: Վերցնենք, օրինակ, նատրիումի ատոմական փունջը, որի ատոմները 500 K ջերմաստիճանի աղբյուրից (վառարանից) էֆուզիայի արդյունքում դուրս են գալիս մոտ 1 կմ/վ միջին արագությամբ: Ռեզոնանսի հազեցման պայմաններում սպոնտան ճառագայթման ուժի հաղորդած արագացումը կազմում է մոտ 10^6 մ/վ^2 , այնպես որ շարժմանը հանդիպակաց լինելով՝ այն կարգելակի ատոմներին 1 միլիվայրկյանում , իսկ ատոմներն այդ ընթացքում կանցնեն մոտ 0.5 մետր ճանապարհ:

Ներկայացնենք այսպիսի փորձերից մեկը մի փոքր ավելի մանրամասն (ըստ W. D. Phillips, J. V. Prodan: In: Coherence and Quantum Optics V, L. Mandel, E. Wolf (eds.) (Plenum Press, New York 1984), p. 15-22-ի): Մոնոքրոմատիկ ճառագայթման միջոցով ատոմների դանդաղեցման և սառեցման գործընթացներում կարևոր է ջերմային աղբյուրից դուրս եկող ատոմների մոտ ըստ

արագությունների բաշխման առկայությունը: Դրա պատճառով ռեզոնանսի մեջ գտնվել և մեծ հավանականությամբ գրգռվել կարող է ատոմների միայն մի փոքր մասը, որոնց արագություններն օպտիկական անցման անհամասեռ փոքր լայնացման սահմաններում բավարարում են $\omega - \omega_0 - k v_z = 0$ ռեզոնանսային պայմանին (ինչը էներգիայի պահպանման օրենքն է ֆոտոնի կլանման պրոցեսի համար՝ հաշվի առած հաճախությունների դոպլերյան շեղումը): Եթե ոչինչ չձեռնարկվի, ապա կարճ ժամանակ անց այդ ատոմները դանդաղելով դուրս կգան ռեզոնանսից, փոքր արագությունների հարևան նեղ տիրույթում տեղի կունենա ատոմների թվի մի որոշակի աճ, և բաշխան օրենքի այսպիսի թեթևակի փոփոխությամբ կավարտվի մոնոքրոմատիկ ճառագայթի ազդեցությունն ատոմական փնջի վրա: Ռեզոնանսի պայմանը բոլոր ատոմների և երկարատև ապահովելու համար լազերային ճառագայթի ω հաճախությունը պարբերաբար փոխվել է այնպիսի սահմաններում, որ այն ավելցուկով ծածկի արագությունների բաշխման լրիվ սպեկտրը:

Նատրիումի ատոմական փունջը փորձում է անցնել 0.8 մետր երկարության հոսանքի սոլենոիդի միջով, ուր ստեղծված է լինում 64 միլիՏեսլա ինդուկցիայով համասեռ մագնիսական դաշտ: Մագնիսական դաշտը տարբեր չափերով շեղում է մագնիսական ենթամակարդակները և հնարավոր է դարձնում շրջանագծային բևեռացմամբ լույսին օպտիկական մղման երևույթի օգնությամբ ունենալու փոխազդեցության երկմակարդակ մոդել՝ կազմված սպեկտրի գերնուրբ կառուցվածքի $3S_{1/2}(m_F = 2) - 3P_{3/2}(m_F = 3)$ մագնիսական ենթամակարդակներից: Ըստ արագությունների բաշխման՝ գրանցումը ձեռք է բերվում լրացուցիչ թույլ լազերի առաջացրած ֆլուորեսցենցիայի միջոցով, ընդ որում՝ գրանցում ժամանակային որոշ ու-

շացումով իրականացվում է արագությունները նվազեցնող յուրաքանչյուր փոխազդեցության ինտերվալից հետո: Ստացված գրաֆիկը պարզորոշ կերպով հավաստում է սպոնտան ճառագայթման ուժի առկայությունը և նրա ազդեցության սպասվող օրինաչափությունները: Դրանք ի հայտ են եկել սպեկտրի միջնամասը գրավող ատոմների արագությունների զգալի, իսկ ջերմաստիճանի՝ կտրուկ նվազումներով:

Նկատենք, որ ատոմական փնջի դոպլերյան լայնացումը կազմում է ավելի քան 1 գեզա Հց, որի չափով հարկ է, որ փոխվի լազերային հաճախությունը ատոմների հետ փոխազդեցության ընթացքում: Գնահատենք վերջինիս տևողությունը, օրինակ, 1 կմ/վ միջին արագությունն ունեցող ատոմի համար: Սպոնտան ցրման յուրաքանչյուր ակտ նվազեցնում է նատրիումի ատոմի արագությունը մոտ 3 սմ/վ -ով: Հետևաբար, ատոմին լրիվ կանգնեցնելու համար անհրաժեշտ է լինում մոտավորապես $1 \text{ կմ/վ} : 3 \text{ սմ/վ} = 34000$ սպոնտան ցրման ակտերի հաջորդականություն: Նատրիումի ատոմի զրգոված մակարդակի մարման տևողությունը $2 \cdot 16$ նվրկ է, և եթե որպես ատոմի զրգոված լինելու հավանականություն վերցնենք 0.5 բնութագրական մեծությունը, ապա մեկ ֆոտոնի սպոնտան ցրման միջին ժամանակը կլինի $4 \cdot 16$ նվրկ, իսկ ատոմին կանգնեցնելու ընդհանուր ժամանակը՝ համապատասխանաբար $34000 \cdot 4 \cdot 16$ նվ ≈ 2 միլիվրկ: Հետևաբար, հարկ է, որ մի քանի միլիվայրկյանի ընթացքում լազերի կրող հաճախությունը սահի ավելի քան 1 գեզա Հերց սահմաններում: Համալարվող ներկայությային լազերները, որոնց ուժեղացման գեներացման գծի պրոֆիլն ունի համապատասխան լայնություն, չեն կարողանում ապահովել նման արագություններ: Այնպես որ նման աղբյուրներ օգտագործելիս կիրառում են հաճախությունների փոփոխման արտաքին միջոցներ, ինչպիսիք են էլեկտրասպտիկական մոդուլյատորները:

Ներկայումս մի շարք առավելությունների պատճառով լազերային տարբեր տեխնոլոգիաներում ավելի ու ավելի լայն ծավալներով են ընդգրկվում կիսահաղորդչային լազերները: Դրանք ճառագայթում են հաճախությունների ինֆրակարմիր տիրույթում և հաճախ օգտագործվում են ռուբիդիումի և ցեզիումի ատոմների դանդաղեցման և սառեցման նպատակներով: Ընդ որում՝ համալարումը հնարավոր է լինում իրականացնել առանց արտաքին միջոցների հավելման հենց լազերում:

ԳԼՈՒԽ III ԼԱԶԵՐՍՅՈՒՆ ՄԱՌԵՅՈՒՄ

§ 11. Դոպլերյան սառեցում

Սպոնտան ճնշման ուժը հաճախ օգտագործվում է նոսր գազերի սառեցման համար մինչև 10^{-3} Կելվին ջերմաստիճաններ, ինչը հասանելի չէ այլ, ոչ լազերային մեթոդներով: Տեսնենք ինչպես է այն աշխատում առավել պարզ՝ նույն հաճախության (և ինտենսիվության) երկու հանդիպակաց տարածվող ալիքների սխեմայում: Մառեցման համար սկզբունքային կարևորություն ունի սպոնտան ճնշման (10.4) ուժի կախումն արագությունից՝ պայմանավորված Դոպլերի էֆեկտով, քանի որ դրա պատճառով է ուժը ձեռք բերում ոչ պոտենցիալային բնույթ և ուրեմն ունակություն՝ նվազեցնելու կամ ավելացնելու ատոմի համընթաց շարժման էներգիան: Իսկ հանդիպակաց ալիքների երկրաչափությունն առավել էֆեկտիվ է դարձնում այդ հնարավորությունը (ալիքների տարածման գծի ուղղության համար):



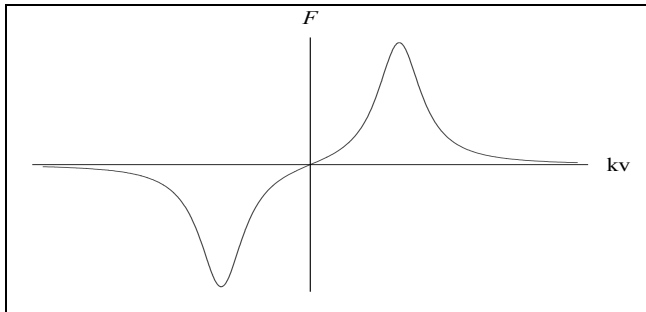
Քրիստիան Դոպլեր

Խնդրի ոչ էական տարրերից ազատվելու համար ենթադրենք, որ ալիքները փոխազդում են ատոմի հետ իրարից անկախ և թույլ են այնքան, որ օպտիկական գծի ստիպողական լայնացումները կարելի է անտեսել՝ $|V| \ll 1/T$: Դեկարտյան առանցքն ուղղելով ալիքներից մեկի տարածման ուղղությամբ՝ գործող գումարային ուժի համար (10.4)-ից ստանում ենք

$$F_z = \frac{8\hbar\gamma_{sp} |V|^2 k^2 (\omega - \omega_0) v_z}{\left(\gamma_{sp}^2 + (\omega - \omega_0 - k v_z)^2\right) \left(\gamma_{sp}^2 + (\omega - \omega_0 + k v_z)^2\right)},$$

$$F_x = F_y = 0: \quad (11.1)$$

Ուժի վեկտորն ուղղված է ալիքների տարածման գծի երկայնքով և ռեզոնանսային է ալիքներից յուրաքանչյուրի նկատմամբ, արտահայտված հայտարարի փակագծերի միջոցով: Առանձնահատուկն այստեղ, այնուամենայնիվ, համարիչում է, համաձայն որի՝ ատոմական անցումից ներքև հաճախությունների համար ատոմի վրա ազդող գումարային ուժն ուղղված է արագության Z բաղադրիչին հակառակ և անընդհատ փոքրացնելու է վերջինիս մեծությունը: Այն ունի դիմադրության բնույթ: Ուժի՝ արագությունից կախման ընդհանուր վարքն այս դեպքում պատկերված է Նկ. 11.1-ում: Համեմատաբար մեծ արագությունների դեպքում ռեզոնանսից հեռու դիմադրության ուժը, ինչպես և պետք էր սպասել, շատ փոքր է,



Նկ. 11.1

իսկ արագության փոքրացման հետ աստիճանաբար մեծանում է: Ատոմն արագացող տեմպով կորցնում է արագությունը, մինչև որ հասնում է կորի էքստրեմումներին բավարարող պայմանին:

Դրանից հետո արագության նվազման տեմպը, հակառակը, նվազում է՝ ձգտելով զրոյի զրոյական արագության սահմանում:

Առավել հետաքրքրություն ներկայացնող փոքր արագությունների տիրույթում (11.1) ընդհանուր բանաձևի հայտարարի կախվածությունն արագությունից կարելի է արհամարհել՝ գալով

$$F_z = -\alpha v_z, \quad F_x = F_y = 0 \quad (11.2)$$

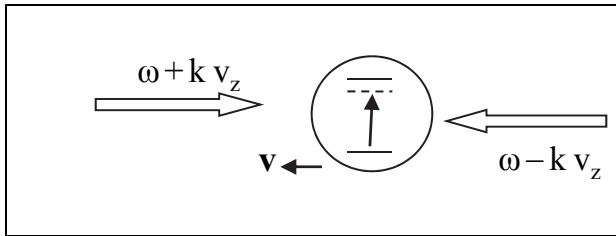
տեսքի, որտեղ առաջին արտահայտության գործակցի համար մոցված է

$$\alpha = 8\hbar\gamma_{sp} |V|^2 (\omega_0 - \omega)k^2 / (\gamma_{sp}^2 + (\omega - \omega_0)^2)^2 \quad (11.3)$$

նշանակումը: Դիմադրության ուժը արագության հետ կապված է պարզ համեմատականության օրենքով, որում դժվար չէ նկատել անալոգիա հեղուկի կամ գազի մեջ ոչ մեծ արագությամբ շարժվող մարմնի վրա ազդող դիմադրության ուժի հետ: Տարբերությունն այն է, որ հանդիպակաց ալիքների դեպքում ուժն ուղղված է ոչ թե ատոմի լրիվ արագությանը հակառակ, ինչպես հեղուկի կամ գազի դիմադրության դեպքում, այլ ալիքների տարածման գծի վրա ունեցած արագության բաղադրիչին հակառակ: Արագության այդ բաղադրիչը ժամանակի ընթացքում նվազում է, իսկ մյուսների վրա ուժային ուղղակի ազդեցություն տեղի չի ունենում: Ուրեմն մի փոքր փոխելով տերմինաբանությունը՝ կարող ենք ասել, որ նույն ինտենսիվության հանդիպակաց ալիքները սպոնտան ճառագայթման առկայությամբ փոքրացնում են ատոմի՝ իրենց երկայնքով շարժման ջերմաստիճանը՝ մոտեցնելով այն զրոյի:

Լուսաբանենք սառեցնող ուժի առաջացման մեխանիզմը՝ ելնելով (11.2) բանաձևից և Նկ. 11.2-ից, որտեղ պատկերված են ատոմի էներգետիկ երկու մակարդակները և հանդիպակաց

ալիքների $\omega - k v_z$ և $\omega + k v_z$ հաճախություններն ատոմի հանգստի հաշվարկման համակարգում: Կոորդինատների Z առանցքն ուղղված է, ասենք, ձախից աջ տարածվող ալիքի



Նկ. 11.2

ուղղությամբ: Շնորհիվ դոպլերյան շեղման այդ հաճախություններից մեկն ավելի մոտ, մյուսն ավելի հեռու է ատոմական անցման հաճախությունից: Մոտ հաճախություն ունեցող ալիքն ավելի էֆեկտիվ է փոխազդում ատոմի հետ. նրանից ֆոտոններն ավելի հաճախ են կլանվում ատոմի կողմից և համապատասխանաբար սպոնտան ցրվում տարածության մեջ: Դա նաև նշանակում է, որ մոտ հաճախությամբ ալիքի ազդող ուժն ավելի մեծ է լինում ատոմի վրա, և գումարային ուժն էլ ուղղված է լինում այդ ալիքի ուղղությամբ: Մնում է, որ այն լինի նաև ատոմի շարժմանը հակառակ և փոքրացնի նրա արագությունը:

Սպոնտան ճնշման ուժի (10.4) բանաձևից հետևում է, որ ամեն առանձին ալիքի ստեղծման սպոնտան ուժի ուղղությունը անկախ է ատոմի շարժման ուղղությունից և համապատասխանաբար $F_{1z} > 0$, իսկ $F_{2z} < 0$: Ատոմը *ձախից աջ շարժվելիս* $v_z > 0$, գումար ուժի հակառակ լինելու պահանջը բավարարվում է F_{2z} -ի ավելի մեծ մոդուլի և համապատասխանաբար

$$(\omega - \omega_0 + k v)^2 < (\omega - \omega_0 - k v)^2 : \quad (11.4)$$

պայմանի բավարարման դեպքում: Եթե *ատոմը շարժվում է աջից ձախ*, $v_z < 0$, ապա գումար ուժը պետք է լինի ձախից աջ և ուրեմն մեծ լինի F_{1z} ուժի մոդուլը: Դա նորից հանգում է նույն (11.4) պայմանին: Այսպիսով՝ անկախ ատոմի շարժման ուղղությունից ատոմի սառեցումը հանդիպակաց ալիքների դաշտում հնարավոր է, և այն տեղի է ունենում $\omega < \omega_0$ պայմանի դեպքում, այսինքն, եթե դաշտի հաճախությունը փոքր է օպտիկական անցման հաճախությունից (ռեզոնանսի կարմիր շեղում):

Սառեցման դինամիկան առավել մանրամասն ընկալելու համար այժմ դիմենք ատոմի շարժման հավասարմանը՝ ընդունելով, որ ատոմի արագությունն ուղղված է հանդիպակաց ալիքների գծի երկայնքով: Միաժամանակ ընդունենք, որ ատոմի արագությունն արդեն այնքան փոքր է, որ ուժի համար թույլատրելի է օգտվել (11.2) արտահայտությունից: Արդյունքում կունենանք

$$\frac{dv_z}{dt} = -\frac{\alpha}{M} v_z \quad (11.5)$$

կամ դրան համարժեք

$$\left. \frac{dW_{\text{kin}}}{dt} \right|_{\text{cooling}} = -\frac{2\alpha}{M} W_{\text{kin}} \quad (11.6)$$

հավասարումը, որը հեշտորեն լուծվում է՝ տալով նվազման էքսպոնենտային օրենք ($\alpha > 0$).

$$W_{\text{kin}}(t) = W_{\text{kin}}(0) \exp \left[-\frac{2\alpha}{M} t \right] : \quad (11.7)$$

Ուրեմն սպոնտան ուժի միայնակ գործելու դեպքում ատոմի համընթաց շարժումն անընդհատ դանդաղելու էր՝ տանելով ատոմին դեպի կատարյալ հանգստի վիճակ ($T = 0$):

Նկատենք, որ ատոմի կինետիկ էներգիայի նվազման արագությունը որոշող հաստատունը հակադարձ համեմատական է ատոմի զանգվածին և համաձայն (11.3)-ի՝ ուղիղ համեմատական է սպոնտան ճառագայթման արագությանն ու կանգուն ալիքի $|V|^2$ ինտենսիվությանը: Այն կարող է ներկայացվել նաև որպես հետհարվածի հաճախության և վերին էներգետիկ մակարդակի բնակեցված լինելու չափի արտադրյալ:

§ 12. Դոպլերյան սառեցման սահմանը

Շարժման անընդհատ դանդաղեցումը, այնուամենայնիվ, մինչև վերջ տեղի չի ունենում (20.6) օրինաչափությամբ: Դրա պատճառը կանխագգալու համար դառնանք հեղուկում ազատ մակրոմասնիկի շարժման անալոգիային: Մասնիկի համեմատաբար մեծ արագությամբ սկսված շարժման կինետիկ էներգիան, ճիշտ է, նվազում է, սակայն չի զրոյանում: Ջերմային հավասարակշիռ վիճակում այն բրոունյան շարժում է կատարում միջինում զրոյից տարբեր կինետիկ էներգիայով: Մարմանը հակազդում է հենց նույն մարման ուժի ֆլուկտուացիաներով պայմանավորված տաքացումը: Մեր դեպքում դոպլերյան սառեցման ուժը ևս ֆլուկտուացվում է՝ պայմանավորված սպոնտան ճառագայթման ուղղության և որպես հետևանք՝ ատոմին հաղորդված հետհարվածի իմպուլսի ուղղության պատահական փոփոխություններով:

Համոզվելու համար, որ պատահական փոփոխությունները միջինում բերում են համապատասխան մեծության անընդհատ աճի, դիտարկենք պարզագույն մոդել, որում մեծությունը հավասար հավանականություններով ընդունում է երկու՝ a և $-a$ արժեքներ: N իրականացումներից հետո կունենանք $A = \sum_{i=1}^N \varepsilon_i a$, որտեղ $\varepsilon_i = \pm 1$ հավասար հավանականություններով: A -ն ևս պատահական մեծություն է, քանի որ միևնույն N թվով տարբեր իրականացումների արդյունքում A -ի արժեքն ընդհանուր դեպքում տարբեր կլինի՝ պատահականորեն ընդունելով համաչափ արժեքներ $[-Na, Na]$ ինտերվալում: Եթե այժմ միջինացնենք A -ն, ըստ այդպիսի N -ական իրականացումների, ապա կունենանք $\langle A \rangle = \left\langle \sum_{i=1}^N \varepsilon_i a \right\rangle = \sum_{i=1}^N \langle \varepsilon_i \rangle a = 0$, քանի որ $\langle \varepsilon_i \rangle = 0$ ամեն մի i ($= 1, 2, \dots, N$)-ի համար: Քառակուսու միջինի համար, սակայն, կունենանք զրոյից տարբեր արժեք: Իսկապես,

$$\begin{aligned} \langle A^2 \rangle &= \left\langle \sum_{i=1}^N \varepsilon_i a \sum_{j=1}^N \varepsilon_j a \right\rangle = \sum_{i,j=1}^N \langle \varepsilon_i \varepsilon_j \rangle a^2 = \\ &= \left(N + \sum_{i \neq j} \langle \varepsilon_i \rangle \langle \varepsilon_j \rangle \right) a^2 = Na^2 \end{aligned} \quad : \quad (12.1)$$

Պատահական մեծության քառակուսու միջինն աճում է քայլերի թվին համեմատական:

Մեզ հետաքրքրող դեպքում խոսքը վերաբերում է ատոմի կինետիկ էներգիայի $\langle W_{\text{kin}} \rangle = \langle p^2 \rangle / 2M$ միջինին: Նրանում իմպուլսի քառակուսու միջինի համար կարող ենք օգտվել (11.6) արդյունքից՝ փոխարինելով a -ն սպոնտան ճառագայթման հետհարվածի $\hbar k$ իմպուլսի մեծությամբ, քայլերի N թիվը՝ զրգոված լինելու Π հավանականության (տե՛ս (10.2) բանաձևը),

ցիկլերի կրկնման արագության և փոխազդեցության ժամանակի արտադրյալով՝

$$\langle p^2 \rangle / 2M = \Pi \frac{\hbar^2 k^2 \gamma_{sp}}{2M} t :$$

Իրականում կինետիկ էներգիայի աճ տեղի է ունենում նաև հանդիպակաց ալիքներից ֆոտոնների կլանումների թվի պատահական բնույթի վերաբերյալ: Վերագրելով դրանց անկախ, ոչ կոհերենտ բնույթ՝ նույնքան ներդրում ստանում ենք նաև այս, կարելի է ասել, ստիպողական, տաքացման մեխանիզմից: Արդյունքում կինետիկ էներգիայի աճի արագության համար ստանում ենք

$$\left. \frac{d \langle W_{kin} \rangle}{dt} \right|_{\text{heating}} = \Pi \frac{\hbar^2 k^2 \gamma_{sp}}{M} : \quad (12.2)$$

Այն ասում է, որ եթե գործեր սպոնտան ճառագայթման միայն ֆյուկտուացիոն-տաքացման մեխանիզմը, ապա ատոմի կինետիկ էներգիան, ժամանակից կախված, կաճեր գծային օրենքով:

Ինչպես տեսնում ենք, սպոնտան ճառագայթման ակտերի երկարատև հերթականությունում միաժամանակ գործում են երկու մեխանիզմներ՝ սառեցման և տաքացման: Ատոմի սառեցման արագությունը պակասում է կինետիկ էներգիայի պակասմանը զուգընթաց այն դեպքում երբ տաքացման արագությունը հաստատուն է՝ անկախ կինետիկ էներգիայի արժեքից: Դա նշանակում է, որ մեծ կինետիկ էներգիաների (ջերմաստիճանների) դեպքում առավելություն կունենա սառեցման մեխանիզմը՝ աստիճանաբար սառեցնելով գազը: Փոքրացող կինետիկ էներգիայի հետ, սակայն, կփոքրանա նաև սառեցման արագությունը և կինետիկ էներգիայի որոշակի արժեքի համար կհասնի

արդեն տաքացման արագությանը: Սառեցումը և տաքացումը կհամակշռեն իրար՝ հաստատուն պահելով ջերմաստիճանը: Այդ միևնույն կինետիկ էներգիան կորոշվի

$$\left. \frac{dW_{\text{kin}}}{dt} \right|_{\text{cooling}} + \left. \frac{d\langle W_{\text{kin}} \rangle}{dt} \right|_{\text{heating}} = 0$$

($|V| \ll \gamma_{\text{sp}}$) պայմանից՝ որպես

$$\langle W_{\text{kin}} \rangle_{\text{equilibrium}} = \hbar \frac{\gamma_{\text{sp}}^2 + \Delta^2}{8|\Delta|}: \quad (12.3)$$

Ամենափոքր արժեքն այն ստանում է $\Delta = -\gamma_{\text{sp}}$ ապալարքի դեպքում՝

$$\langle W_{\text{kin}} \rangle_{\text{min}} = \frac{\hbar \gamma_{\text{sp}}}{4}, \quad (12.4)$$

ինչը նատրիումի ատոմի համար կազմում է $240 \mu\text{K}$:

Դոպլերյան մեխանիզմը, ինչպես տեսնում ենք, ունի ունի-վերսալ բնույթ, և ինչպես ցույց են տալիս գնահատականները, գործում է շատ էֆեկտիվ. սենյակային ջերմաստիճաններից մինչ վերոհիշյալ միևնույն ջերմաստիճան սառեցումը տևում է միլիվայրկյանից էլ փոքր ժամանակներ:

Ամփոփելով՝ նաև նկատենք, որ սպոնտան ճնշման և դոպլերյան սառեցման ուժերի (10.4) և (11.1) արտահայտությունները կարելի է ստանալ՝ նաև սպոնտան ճառագայթմանը մոտենալով դասական պատկերացումներով՝ որպես ատոմից ժամանակի ընթացքում նվազող ամպլիտուդով անընդհատ արձակվող տարածահամաչափ ալիք: Այսպիսի մոտարկումը, սակայն, չի տալիս ուժի դիֆուզային բաղադրիչը, ինչն էլ ի վերջո արգելափակում է ատոմի սառեցումը մինչև բացարձակ զրո ջերմաստիճանը: Դրա համար հարկ է լինում ելնել քվանտային պատկերա-

ցումներից, որ սպոնտան ճառագայթման ֆոտոնն ամեն անգամ արձակվում է խիստ որոշակի ուղղությամբ, սակայն, դա արդեն որոշվում է տարածականորեն համաչափ բաշխում ունեցող հավանականությամբ:

Փորձարարական տվյալներ: (Ըստ S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure, Phys. Rev. Lett. 55, n.1, 48-51 (1985)-ի) Փորձարարական հետազոտությունների համար գազերը, որպես կանոն, պահվում են փորձանոթներում և/կամ արտաքին դաշտերի կողմից: Գերսառեցվող գազերի համար, երբ $T \ll 1\text{ K}$, փորձանոթների կիրառումը միանգամից բացառվում է, որովհետև հարկ կլինի սառեցնել նաև փորձանոթը, ինչն առայժմ հնարավոր չէ և անգամ նպատակահարմար չէ մի շարք պատճառներով: Այնպես որ մնում է արտաքին դաշտերի միջոցով գերման դեպքը, ինչն էլ ներկայումս լայնորեն օգտագործվում է: Դոպլերյան մեխանիզմը, այնուամենայնիվ, իր մտահոգմամբ ենթադրում է լազերային փոխազդեցություն ազատ ատոմների հետ, այսինքն՝ անցումներ ատոմի զանգվածների կենտրոնի *անընդհատ* էներգետիկ սպեկտրի մակարդակների միջև: Ատոմների գերումն արտաքին դաշտերի կողմից դարձնելով այդ սպեկտրը *դիսկրետ*, նոր կողմեր է ավելացնում փոխազդեցության մեխանիզմում: Նկատի ունենալով այս հանգամանքը՝ փորձարարական տվյալները մենք կներկայացնենք պիոներական մի աշխատանքի համար, որտեղ դոպլերյան սառեցումը դիտվել է առանց գերող դաշտերի կիրառման:

Հանդիպակաց ալիքներ ատոմական ամպի վրա կիրառվում են երեք առանցքների երկայնքով՝

$$\mathbf{F} = - \alpha \mathbf{v} \quad (12.5)$$

դիմադրության ուժը և համապատասխանաբար սառեցումը դարձնելով եռաչափ:

Դիմադրության գործակցի մեծ լինելու պատճառով ատոմի վարքը հանդիպակաց ալիքների դաշտում հիշեցնում է պինդ մասնիկի վարքը մեծ մածուցիկություն ունեցող հեղուկում, ինչպիսին է ասենք ձուրթը: R շառավիղ ունեցող գնդաձև մածուցիկ հեղուկից դիֆուզիայի հետևանքով բրոունյան մասնիկների արտահոսքի պատճառով նվազող կոնցենտրացիայի համար հայտնի է

$$n(t) = n_0 \sum_{v=1}^{\infty} \frac{1}{v^2} e^{-D\pi^2 v^2 t/R^2} \quad (12.6)$$

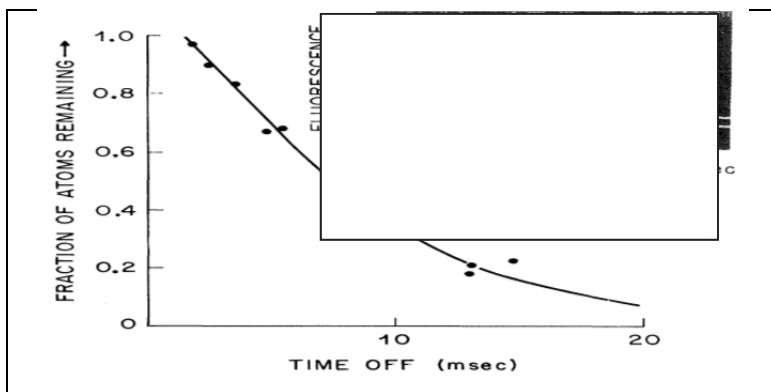
բանաձևը, որում դիֆուզիայի D գործակիցը տրվում է Այնշտայնի (Albert Einstein) $D = k_B T / \alpha$ առնչությամբ: Բանաձևի կիրառումը քննարկվող «օպտիկական ձուրթ» նկատմամբ հնարավորություն է տալիս որոշելու դիֆուզիայի գործակիցը և համապատասխանաբար փնտրվող T ջերմաստիճանը:

Նատրիումի ատոմները փորձում ստացվում են մոտ 10 նվ տևողության և 30 մՋ էներգիայի լազերային իմպուլսներով նատրիումի մետաղական սալիկը ճառագայթահարելու արդյունքում: Դրանք կազմում են առանձին պլազմայի խորձերի հաջորդականություն, որոնցից յուրաքանչյուրի վրա փորձերը կատարվում են առանձին և մեծացնում չափումների ճշտությունը:

Ատոմների տարածմանը հակառակ ուղղված լազերային ճառագայթի միջոցով ատոմների մի նկատելի մասի արագություններն իջեցվում են այնքան, մինչև որ հնարավոր լինեն դրանց գերումն ու հետագա սառեցումը «օպտիկական ձուրթ» կողմից: Սառեցման էտապի տևողությունն ամեն անգամ պահվել է նույնը և կազմել է մոտ 15 մվ: Դրանից հետո 0.1 մվ-ի ըն-

թացքում անջատվում են բոլոր լազերային ճառագայթները, և սառեցված ատոմական ամպը, մնալով միայն ծանրության ուժի ազդեցության տակ, բալիստիկ ընդարձակվում է՝ «օպտիկական ձութի» տիրույթում փոքրացնելով կոնցենտրացիան (12.6)՝ օրենքի համաձայն: Նկատենք, որ իրականում որոշվում է ոչ թե ուղղակի կոնցենտրացիան, այլ նրան համեմատական ատոմական ամպի լուսարձակման պայծառությունը: Համեմատականության գործակիցն այստեղ դեր չի խաղում, քանի որ հետաքրքրության առարկան ժամանակային մարման գործակիցն է, ավելի կոնկրետ՝ նրանում մտնող D -ի մեծությունը: Մնացած ատոմների հարաբերական կոնցենտրացիայի համար ստացված արդյունքները՝ որպես ժամանակի ֆունկցիա, պատկերված են Նկ. 12.1-ում: Հոծ գիծը տեսական կորն է:

Տեսական և փորձարարական արդյունքների համեմատության համար տեսական կորի համար մտցվել է 1.4 մվ ժամանակային շեղում՝ հաշվի առնելու համար, որ (12.6) մոդելն ատոմների նախնական բաշխումը, ինչպես նաև հետագա պահերին բաշխումը քննարկվող ծավալում համարում է համասեռ այն դեպքում, երբ իրական ամպում դա այդպես չէ: Տիրույթի եզրերին մոտ շերտերում բրոունյան դիֆուզիայի հետևանքով կոնցենտրացիան ավելի փոքր է, քան ներքին մասերում: Փոխազդեցության տիրույթի էֆեկտիվ R շառավիղը գնահատված է 0.4 սմ, որտեղ լազերային ճառագայթների ինտենսիվությունը կազմում է կենտրոնական ինտենսիվության 0.1 մասը: Արդյունքում ստացվում է $T = 240^{+200}_{-60}$ մկԿելվին, ինչը լավ համընկնում է տեսական հաշվարկի հետ:



ՆԿ. 12.1

Նկատենք, որ ելքային արդյունքները շատ զգայուն են պարամետրերի արժեքների նկատմամբ և համապատասխանաբար պահանջում են բարձր ճշտության հետադարձ կապի առկայություն սխեմայի տարբեր տեղամասերում: Օրինակ՝ հանդիպակաց ալիքների ինտենսիվությունների 2% դիսբալանսը Նկ. 12.1-ի պայմաններում կառաջացվեր ատոմների դրեյֆ 3 սմ/վ արագությամբ, նման ծանրության ուժի ազդեցության տակ հեղուկում կամ գազում մարմնի անկմանը կայունացած արագությամբ:

§ 13. Փոխազդեցության օրինաչափությունները ստիպողական սառեցման մեխանիզմում

Ատոմների սառեցման դոպլերյան մեխանիզմն էֆեկտիվ գործում է լազերային լույսի փոքր ինտենսիվությունների դեպքում, երբ ատոմի փոխազդեցությունը հանդիպակաց ալիքներից յուրաքանչյուրի հետ կարելի է դիտարկել առանձին: Մեծ ին-

տենսիվությունների դեպքում իրավիճակը փոխվում է՝ պայմանավորված մասնավորապես բնակեցվածությունների էական վերաբաշխմամբ էներգետիկ մակարդակների միջև, ընդ որում՝ այն տարածապես խիստ մոդուլացվում է (անշարժ կամ դանդաղ շարժվող ատոմների համար)՝ ի հաշիվ հանդիպակաց ալիքների կոհերենտ վերադրման արդյունքում ինտենսիվության պարբերական մոդուլացիայի: Իրավիճակի այսպիսի փոփոխությունը ծնում է սառեցման նոր մեխանիզմ, ինչն անվանում ենք ստիպողական սառեցում, չնայած որ սպոնտան ճառագայթումը ևս անբակտելի մաս է կազմում նրանում: Ստիպողական բառն այստեղ շեշտադրում է արտաքին դաշտի ուժեղ և պարբերական լինելը, ինչն էլ, ինչպես կտեսնենք քիչ ներքևում, ստեղծում է նոր օրինաչափություն ֆոտոնների կլանում-սպոնտան ճառագայթում ցիկլերում և համապատասխանաբար՝ սառեցման նոր մեխանիզմ:

Վերջինս առավել ադեկվատ կարելի է ներկայացնել ատոմի, այսպես կոչված, հազնված վիճակների հիման վրա, երբ ատոմը և լուսային դաշտը դիտվում են որպես մեկ միասնական քվանտային օբյեկտ: Ցավոք, դաշտի քվանտացման մաթեմատիկական ապարատը և համապատասխանությունները դուրս են սույն դասընթացի սահմաններից, և այդ պատճառով ատոմների սառեցման գործառույթը լուսաբանելիս մենք կելնենք հազնված վիճակների քվադրդասական անալոգիայից՝ ադիաբատիկ լուծումներից, որոնք մանրամասնորեն վերլուծության են ենթարկված § 2 և § 3-ում: Համապատասխան ալիքային ֆունկցիաների (2.9) և (2.10) տեսքերը դուրս գրենք՝ հավելելով

- համընթաց շարժման ազատության աստիճանի առկայությունը,
- լուսային դաշտի՝ հանդիպակաց ալիքներով կազմված լինելը՝

$$\Psi_{1,2}(t) = C_{1,2}(z) \left\{ \Psi_n(\rho) + \frac{V(z)^*}{\Delta + \lambda_{1,2}(z)} \Psi_m(\rho) e^{-i\omega t} \right\} e^{-i \left(\frac{E_n}{\hbar} + \lambda_{1,2}(z) \right) t}, \quad (13.1)$$

որտեղ

$$C_{1,2}(z) = \sqrt{\frac{\pm \Delta/2 + \Omega(z)}{2\Omega(z)}}, \quad \lambda_{1,2}(z) = -\frac{\Delta}{2} \pm \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + |V(z)|^2},$$

$$\Omega(z) = \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + |V(z)|^2}, \quad V(z) = \frac{d_{mn} E_0(z)}{\hbar} \quad \text{և}$$

$$E_0(z) = E_{01} e^{ikz} + E_{02} e^{-ikz}:$$

Ձևավոր փակագծերում $e^{-i\omega t}$ անդամը ներկայացնում է կլանման պրոցես, երբ ատոմը n հիմնական վիճակից անցնում է m գրգռված վիճակ՝ կլանելով ω հաճախության մեկ ֆոտոն:

Միանգամից ասենք նաև, որ, ինչպես և դոպլերյան սառեցման դեպքում էր, էներգիան համակարգից հեռանում է կլանված և սպոնտան ճառագայթված ֆոտոնների հաճախությունների տարբերության հաշվին: Քանի որ կլանված ֆոտոնների հաճախությունները միշտ նույնն են, ω , ապա ուշադրությունը կկենտրոնացնենք սպոնտան ճառագայթման մասի վրա: Այն ներկայանում է դիպոլային մոմենտի անցումային մատրիցական էլեմենտի միջոցով, ընդ որում՝ անցումներն այս դեպքում հարկ է վերցնել ոչ թե ատոմի ազատ, այլ ադիաբատիկ (հագնված) վիճակների միջև: Ֆիզիկորեն դա նշանակում է, որ սպոնտան ֆոտոնը դիտվում է ճառագայթված ոչ թե «ատոմ», այլ «ատոմ+ինտենսիվ հանդիպակաց ալիքների դաշտ» քվանտային համակարգից:

Նախ դիտարկենք միևնույն $\Psi_1(t)$ և $\Psi_2(t)$ վիճակների միջև անցման $\mathbf{d}_{11} = \langle \Psi_1 | \mathbf{d} | \Psi_1 \rangle$ և $\mathbf{d}_{22} = \langle \Psi_2 | \mathbf{d} | \Psi_2 \rangle$ մատրիցական էլեմենտները: Դժվար չէ համոզվել, որ դրանք երկուսն էլ

օսցիլացվում են ω հաճախության վրա, ինչը նշանակում է, որ դրանց ներկայացրած սպոնտան ճառագայթումը տեղի է ունենում նույն ω հաճախության վրա, ինչ և կլանված ֆոտոնինը: Կլանում-սպոնտան ճառագայթում այսպիսի ցիկլերը ներդրում չեն տալիս էներգիայի բալանսի մեջ և կարող են դուրս թողնվել քննարկումից: Մյուս մատրիցական էլեմենտների համար պարզ հաշվարկների արդյունքում ստանում ենք

$$\mathbf{d}_{12}(t) = \langle \Psi_1 | \mathbf{d} | \Psi_2 \rangle = \frac{|V(z)|}{\Omega(z)} \left[\frac{V^*(z)}{\Delta - 2\Omega(z)} \mathbf{d}_{nm} e^{-i(\omega - 2\Omega(z))t} + \frac{V(z)}{\Delta + 2\Omega(z)} \mathbf{d}_{mn} e^{i(\omega + 2\Omega(z))t} \right],$$

$$\mathbf{d}_{21}(t) = \langle \Psi_2 | \mathbf{d} | \Psi_1 \rangle = \frac{|V(z)|}{\Omega(z)} \left[\frac{V^*(z)}{\Delta + 2\Omega(z)} \mathbf{d}_{nm} e^{-i(\omega + 2\Omega(z))t} + \frac{V(z)}{\Delta - 2\Omega(z)} \mathbf{d}_{mn} e^{i(\omega - 2\Omega(z))t} \right],$$

որոնցից առաջինն անցում է Ψ_2 -ից Ψ_1 , իսկ երկրորդը, հակառակը, Ψ_1 -ից Ψ_2 , ընդ որում՝ ճառագայթման համապատասխանում են $\mathbf{d}_{nm}$ -ին համեմատական անդամները: Այսինքն՝

$$\mathbf{d}_{12}^{\text{spontan}}(t) = \frac{|V(z)|}{\Omega(z)} \frac{V^*(z)}{\Delta - 2\Omega(z)} \mathbf{d}_{nm} e^{-i(\omega - 2\Omega(z))t}, \quad (13.2)$$

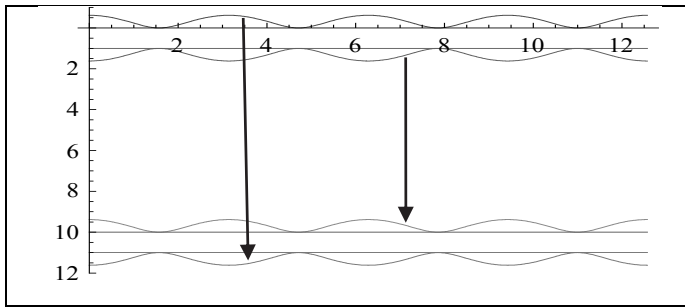
$$\mathbf{d}_{21}^{\text{spontan}}(t) = \frac{|V(z)|}{\Omega(z)} \frac{V^*(z)}{\Delta + 2\Omega(z)} \mathbf{d}_{nm} e^{-i(\omega + 2\Omega(z))t}: \quad (13.3)$$

Ինչպես տեսնում ենք, սպոնտան ճառագայթման և հաճախությունը և հավանականությունը տարբերվում են վակուումային արժեքներից, և դրանք երկուսն էլ տարածապարբերական մո-

դուլացված են, ինչը սկզբունքային կարևորություն է ունենում սառեցման պրոցեսի համար:

Քննարկումն ավելի ակնառու դարձնելու համար պատկերենք Ψ_1 և Ψ_2 ադիաբատիկ վիճակների էներգիաները, ներառյալ մոդուլացումները, մեկ սպոնտան ճառագայթումից առաջ և ապա սպոնտան ճառագայթումից հետո (Նկ. 13.1): Հագնված վիճակների հետ անալոգիան պահպանելու համար ադիաբատիկ էներգիաները պատկերված են իրարից շեղված արտաքին ինտենսիվ դաշտի մեկ ֆոտոնի $\hbar\omega$ էներգիայի չափով: Դա այն էներգիան է, որ կորցնում է «ատոմ+ինտենսիվ հանդիպակաց ալիքների դաշտ» քվանտային համակարգն ինտենսիվ դաշտից մեկ ֆոտոնի կլանման և արդեն սպոնտան ֆոտոնի տեսքով ճառագայթելու արդյունքում:

Սպոնտան ճառագայթում հնարավոր է երեք՝ ω , $\omega - 2\Omega(z)$ և $\omega + 2\Omega(z)$



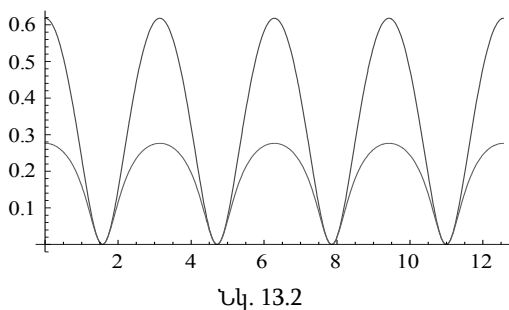
Նկ. 13.1 Անցումները, որոնք տեղի են ունենում ինտենսիվ դաշտի Ω հաճախության վրա, սառեցման պրոցեսում ներդրում չեն տալիս և պատկերված չեն:

հաճախությունների վրա, որոնցից առաջինը, ինչպես նշվել է, ներդրում չունի էներգափոխության պրոցեսում: Սառեցման

հասնելու համար հարկ է ապահովել այնպիսի պայմաններ, որ կլանված ֆոտոնների հաճախությունից մեծ $\omega + 2\Omega(z)$ հաճախությամբ սպոնտան ֆոտոններ ճառագայթվեն ավելի հաճախ, քան փոքր՝ $\omega - 2\Omega(z)$ հաճախությամբ: Ճառագայթելու հաճախականությունն իր հերթին որոշվում է երկու հիմնական ֆակտորներով՝ էներգետիկ մակարդակի բնակեցվածությամբ, որից տեղի է ունենալու ճառագայթումը, և այդ մակարդակի կյանքի տևողությամբ: Հասկանալի է, որ իդեալական կլիններ ատոմական մակարդակների ամբողջ բնակեցվածությունն ունենալ Ψ_1 ադիաբատիկ վիճակում, որից ճառագայթումը տալիս է ցանկալի $\omega + 2\Omega(z)$ հաճախությունը: Այդ դեպքում մակարդակի կյանքի տևողությունը սկզբունքային կարևորություն չէր ունենա և կորոշեր միայն ատոմների սառեցման տեմպը: Ինչպես արդեն ներկայացրել ենք § 3-ում, ադիաբատիկ վիճակների բնակեցվածության հարցը դաշտի ամպլիտուդի բավականաչափ դանդաղ փոփոխման պայմաններում միարժեք կապվում է ռեզոնանսի ապալարքի նշանի հետ: § 3-ում բերված արդյունքներն ասում են, որ ատոմի Ψ_n հիմնական վիճակից Ψ_1 ադիաբատիկ վիճակի անցնելու համար ռեզոնանսի նշանը պետք է լինի դրական՝ $\Delta \equiv \omega - \omega_0 > 0$: Այն, ի դեպ, հակառակ է դոպլերյան սառեցման դեպքին, ինչը հնարավորություն է տալիս փորձում հեշտորեն տարբերակելու այս երկու մեխանիզմները:

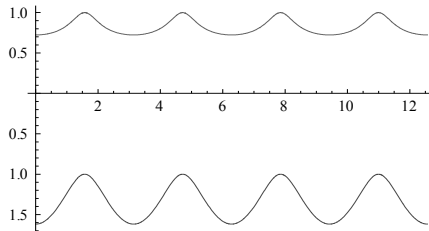
Ունենալով ռեզոնանսի դրական ապալարք և ապահովելով Ψ_1 -ի էֆեկտիվ բնակեցում՝ հետաքրքիր է՝ արդեն ինչ է տեղի ունենում սպոնտան ճառագայթման արագության հետ: Արդյո՞ք այն դառնում է ավելի արագ, քան վակուումային արժեքն է, և լրացուցիչ նպաստ բերում սառեցման գործընթացին, թե, հակառակը, փոքրացնում է սպոնտան մարման արագությունը և երկա-

րաձգում սառեցման պրոցեսի տևողությունը: Նկ. 13.2-ում կարմիր գույնով պատկերված է դիպոլային անցման $\mathbf{d}_{21}^{\text{spontan}}$ մատրիցական էլեմենտը (ազատ, վակուումային անցման $\mathbf{d}_{mn}$ մոմոնտի միավորներով)՝ որպես տարածական Z կոորդինատի ֆունկցիա: Միաժամանակ կապույտ գույնով պատկերված է բնակեցված Ψ_1 ադիաբատիկ վիճակի $\hbar\lambda_1(z)$ էներգիան, ինչը պոտենցիալ էներգիայի դեր է կատարում ատոմի զանգվածների կենտրոնի համար: Սպոնտան ճառագայթման հավանականությունն առավելագույն արժեք ստանում է պոտենցիալ էներգիայի մաքսիմումի կետերում, իսկ մինիմումի կետերում այդ հավանականությունն առիասարակ հավասար է զրոյի: $\mathbf{d}_{21}^{\text{spontan}}$ -ի փոքր լինելը $\mathbf{d}_{mn}$ -ից նշանակում է նաև, որ սպոնտան ճառագայթումը քննարկվող անցման վրա ընթանում է ավելի դանդաղ, քան կլիներ ազատ վիճակում:



Սրանք են այն հիմնական օրինաչափությունները, որոնք տեղի ունեն $\Psi_1 \rightarrow \Psi_2$ անցման դեպքում: Սակայն դա դեռ անբավարար է սառեցման դինամիկան հասկանալու համար, քանի որ չի կազմում փակ ցիկլ: Լրիվ ցիկլի համար հարկ է ներառել

ևս մեկ անցում՝ առաջին ակտի հետևանքով բնակեցված Ψ_2 վիճակից դեպի Ψ_1 ադիաբատիկ վիճակ: Այս անցման արագությունը, վակուումայինի հետ համեմատած, տրվում է (13.3) բանաձևում առկա գործակցով, որի տարածական մոդուլացման վարքը $\hbar\lambda_2(z)$ ադիաբատիկ էներգիայի հետ բերված է Նկ. 13.3-ում:



Նկ. 13.3

Թյուրըմբռնումներից խուսափելու համար նաև նկատենք, որ ներկայացված ցիկլն ինքնին, առանց ատոմական շարժման հաշվառման, էներգետիկ բալանսի մեջ որևէ շահումի կամ կորուստի չի բերում:

§ 14. Ստիպողական սառեցում: Միզիֆուզի էֆեկտը

Մինչ ստիպողական սառեցման ամփոփիչ քննարկումը նաև ավելացնենք, որ հանդիպակաց ալիքների ազդեցությամբ ատոմների միակողմանի ընթացքը կանխարգելելու նպատակով անհրաժեշտ է հանդիպակաց ալիքների ինտենսիվությունները վերցնել իրար հավասար, այսինքն, որ հանդիպակաց ալիքները ձևավորեն կանգուն ալիք: Իսկ կանգուն ալիքի դաշտում ատոմի փոխազդեցությունը դաշտի հետ անընդհատ անջատվում և ապա միանում է կանգուն ալիքի հանգույցներում: Այսինքն՝ ար-

տաքին ազատության աստիճանում ժամանակային դինամիկան կարող է խախտել փոխազդեցության ադիաբատիկությունը, եթե կանգուն ալիքի տարածական մեկ պարբերությունն անցնելու

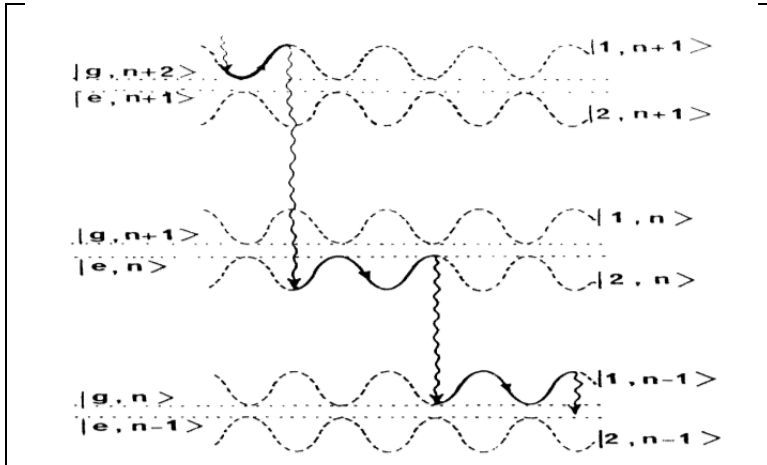
$$t_{\text{switching}} \equiv \frac{\lambda/2}{\bar{v}} \text{ ժամանակը համեմատելի կամ փոքր լինի Ռա-}$$

$$\text{բիի անցման } t_{\text{Rabi}} \equiv \frac{\pi}{4\Omega} \text{ ժամանակից, որտեղ } \bar{v} \text{ -ը ատոմի մի-}$$

ջին արագությունն է երկու հարևան հանգույցների միջև տեղափոխվելիս, $\bar{\Omega}$ -ը՝ նույն ժամանակի համար Ռաբիի ընդհանրացված հաճախության միջինը, իսկ λ -ն՝ կանգուն ալիքը ձևավորող հանդիպակաց ալիքների ալիքի երկարությունը: Բարեբախտաբար, անգամ աղբյուրից առանց որևէ սելեկցիայի՝ 10^5 սմ/վ կարգի միջին արագություններով արտահոսող ատոմների դեպքում ադիաբատիկության պայմանի բավարարումը դժվար չի լինում, առավել ևս, եթե գործ ենք ունենում դոպլերյան սառեցման փուլն անցած ատոմների հետ:

Այժմ հետևենք կանգուն ալիքի դաշտում ատոմի շարժմանն ու սպոնտան ճառագայթման ակտերի դինամիկային: Նկ. 14.1-ում բերված փոխազդեցության սխեմայում քննարկման սկզբնապահին ատոմի գտնվելու կետը ցույց է տրված կարճ սլաքով: Անմիջապես ճառագայթելու հավանականությունը գործնականում հավասար է զրոյի, քանի որ մակարդակն ունի վերջավոր կյանքի տևողություն: Այնպես որ մոտակա ժամանակներում ատոմը կշարժվի պոտենցիալ էներգիայի մինիմումի տիրույթ, որտեղ արդեն սպոնտան անցման հավանականությունն է համարյա հավասար զրոյի: Մինիմումի տիրույթից սպոնտան ճառագայթում տեղի չի ունենա, և ատոմը կշարունակի շարժումը՝ մնալով λ_1 մակարդակի վրա: Տեղի կունենա ատոմի *պոտենցիալ էներգիայի ավելացում՝ ի հաշիվ կինետիկ էներգիայի*

նվազման, ինչը կուղեկցվի սպոնտան անցման հավանականության մեծացմամբ: Այնպես որ առաջին սպոնտան ճառագայթումը տեղի կունենա պոտենցիալի գագաթի տիրույթի ինչ-որ մի կետից:

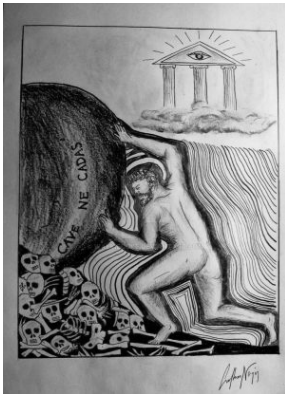


Նկ. 14.1

Պարզության համար կարելի է համարել առավել հավանական՝ մաքսիմումի կետից: Սպոնտան ակտի արդյունքում իջնելով λ_2 մակարդակ՝ ատոմը կհայտնվի պոտենցիալ էներգիայի մինիմումի կետում: Այստեղ սպոնտան ճառագայթման հավանականությունը, ճիշտ է, տարբեր է զրոյից (Նկ. 13.3), սակայն ավելի փոքր է, քան հարևան մաքսիմումի տիրույթում է, ներառյալ նաև այն, որ ճառագայթման մի ակտից հետո մյուսն անմիջապես տեղի ունենալ չի կարող: Դրա համար վերջավոր ժամանակ է պետք: Հետևաբար միջինում ատոմը կշարունակի շարժումը՝ մնալով λ_2 մակարդակի վրա և մեծացնելով զանգվածների կենտրոնի պոտենցիալ էներգիան՝ ի հաշիվ նորից կինետիկ

էներգիայի (էներգիա վերցնելու այլ աղբյուր պարզապէս գոյություն չունի): Սպոնտան ճառագայթման հաջորդ ակտը միջինում տեղի կունենա պոտենցիալ էներգիայի մաքսիմումի տիրույթից: Արդյունքում ատոմը կանցնի λ_1 մակարդակ, իսկ ավելի կոնկրետ՝ նրա միւնիմումի տիրույթ, ինչպիսին էր նրա դիրքը քննարկման սկզբնապահին:

Այսպիսով՝ երկու անցումների արդյունքում, որին մենք պայմանականորեն անվանել ենք ցիկլ, ատոմը վերականգնում է իր նույն ներքին աղիաբատիկ վիճակը և զանգվածների կենտրոնի պոտենցիալ էներգիայի արժեքը: Սակայն զանգվածների կենտրոնի կիներտիկ էներգիայի արժեքը չի վերականգնվում: Այն նվազում է ի հաշիվ այն բանի, որ ճառագայթման ակտից հետո, հայտնվելով պոտենցիալ էներգիայի միւնիմումում և շարունակելով շարժումը, ատոմը ստիպված է լինում մեծացնել պոտենցիալ էներգիան: Սպոնտան ճառագայթման հաջորդ ակտը նորից տեղի է ունենում պոտենցիալ էներգիայի մաքսիմումի տիրույթից, և այսպէս շարունակ: Այս պրոցեսը հիշեցնում է Միգի-



The myth of Sisyphus

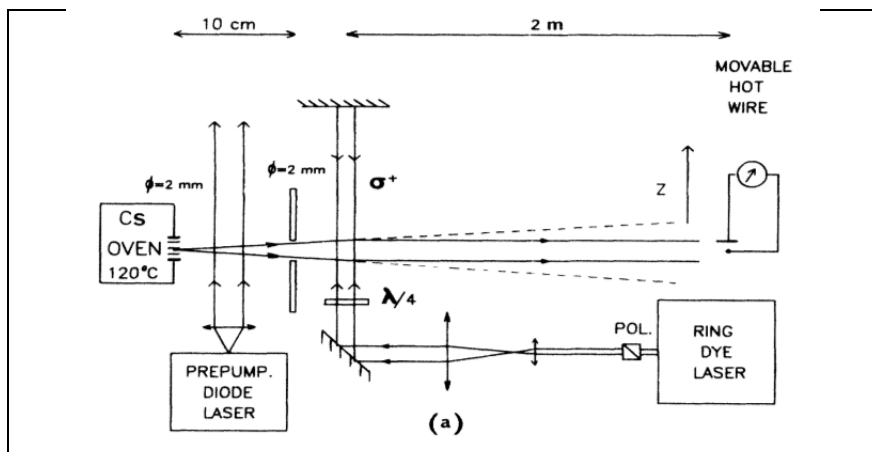
ֆուզի մասին հին հունական առասպելը: Միգիֆուզը պատժվել էր Օլիմպոսի աստվածների նկատմամբ ոչ այնքան հարգալից վերաբերմունքի համար, և սահմանել էր այսպիսի պատիժ՝ մի խոշոր քարակտոր գլորելով բարձրացնել լեռն ի վեր, քարակտորը, սակայն, համարյա լեռան գագաթին հասցնելուն պէս սայթաքում էր Միգիֆուզի ձեռքից և ետ գլորվում մինչև ստորոտ: Միգիֆուզը նորից էր սկսում բարձրացնել այն սարն ի վեր, քարը

նորից էր գլորվում վար, և այսպես շարունակ:

Ստիպողական սառեցման հանգեցնող անցումների բերված մեխանիզմը կարելի է մեկնաբանել որպես մի սառնարան, որում ատոմների ջերմային էներգիան նվազում է՝ հաղորդվելով շրջակա միջավայրին: Վերջինիս դերը կատարում է ֆոտոնային դաշտը, որում կանգուն ալիքի $\hbar\omega$ էներգիայի որոշ ֆոտոններ ձևափոխվում են ավելի մեծ էներգիայի սպոնտան ֆոտոնների: Այս իմաստով ստիպողական սառեցումն անալոգ է դոպլերյան սառեցմանը, որտեղ ևս ջերմային էներգիան համակարգից հեռանում է սպոնտան և հանդիպակաց ալիքների հաճախությունների տարբերության հաշվին: Անալոգիան առկա է նաև ատոմի վրա ազդող ուժի պատկերացումներով, երբ երկու դեպքում էլ գործ ունենք դիմադրություն բնույթ ունեցող ուժերի հետ: Այն վերաբերում է նաև կանգուն ալիքի երկայնքով արագությունից ունեցած կախմանը (Նկ. 11.1), երբ դիմադրության ուժը զրոյանում է արագության զրոյական և ասիպտոտիկ մեծ արժեքների սահմաններում՝ առավելագույն արժեք ձեռք բերելով միջանկյալ այնպիսի արագությունների դեպքում, երբ հաճախությունների դոպլերյան $k v_z$ շեղումը գրգռված մակարդակի բնական լայնության կարգի է: Այսինքն, երբ երկու սպոնտան ճառագայթման ակտերի միջև ընկած ժամանակամիջոցում ատոմն անցնում է մոդուլացման մինիմումից մինչև մաքսիմում ընկած հեռավորությանը մոտավորապես հավասար հեռավորություն: Այնուամենայնիվ, անալոգիան երկու մեխանիզմների միջև ամենուրեք չէ, և առաջին հերթին դա վերաբերում է դիմադրության ուժի կախվածություններին կանգուն ալիքի ինտենսիվությունից, կամ որ նույնն է՝ ինտենսիվության մոդուլացիայի խորությունից, այն դեպքում, երբ դոպլերյան դեպքում ուժը մեծ ինտենսիվությունների տիրույթում հազենում է, ստիպողական դեպքում այն

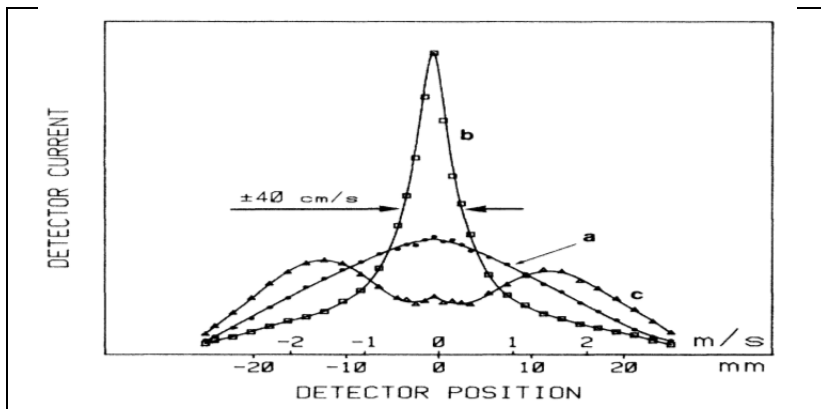
մեծանում է պոտենցիալ էներգիայի մոդուլացման խորությանը համեմատական:

Փորձարարական տվյալներ: (Ըստ A. Aspect, J. Dalibard, A. Heidmann, C. Salomon, and C. Cohen-Tannoudji, Cooling atoms with stimulated emission, Phys. Rev. Lett. 57, n. 14, 1688-1691 (1986)-ի) Սարքի սխեման բերված է Նկ. 14.2-ում: Ցեզիումի ատոմական փունջն առաջանում է էֆուզիոն վառարանից՝ ելքում ունենալով ± 8 մոադ անկյունային բացվածք և 250 մ/վ ամենահավանական արագություն: Այն ճառագայթահարվում է անընդհատ գործողության ներկայությամբ լազերի (dye laser) կողմից, համալարված ցեզիումի $6S_{1/2} - 6P_{3/2} (D_2)$ օպտիկական անցման հաճախությանը և տարածվում է ատոմական փնջին ուղղահայաց: Անդրադառնալով անշարժ ամրացված հայելուց՝ լազերային ճառագայթը ձևավորում է կանգուն ալիք և նվազեցնում (սառեցնում) է ատոմական փնջի լայնական արագությունները: Ատոմների զրանցումը կատարվում է տաք լարային դետեկտորի (hot-wire detector) միջոցով, որի մուտքային անցքի տրամագիծը կազմում է 500 մկմ և տեղակայված է փոխադրեցության տիրույթից 2 մ հեռավորության վրա: Ատոմական փնջի հետ հատման գոտում լազերային կանգուն ալիքի լայնական հատույթն ունի գաուսյան տեսք: Վզիկի լայնությունը 1.8 մմ է, ինչը ատոմի դաշտում լինելու տևողության համար տալիս է 15 մկվ: Սպոնտան կյանքի տևողությունը կազմում է մոտավորապես 33 նվ, իսկ ստիպողական անցումներինը՝ մոտ 50 անգամ պակաս:



Նկ. 14.2

Փորձարարական որոշ արդյունքներ ամփոփված են Նկ. 14.3-ում: Ատոմական փնջի լայնական բաշխումն ազատ, առանց լազերային ճառագայթման ազդեցության տարածվելիս պատկերված է *a* գրաֆիկով: *b* գրաֆիկն ստացվում է լազերային կանգուն ալիքի ազդեցության պայմաններում, երբ ռեզոնանսի ապալարքը դրական է և հավասար $\Delta \approx 6 \gamma$: Ըստ արագությունների բաշխման՝ կիսալայնությունը 40 սմ/վ է, ինչը 5 անգամ փոքր է *a* մուտքային կիսալայնությունից: Փորձական արդյունքները պարամետրերի ամենատարբեր արժեքների դեպքում շատ մեծ ճշտությամբ համընկնում են թվային հաշիվների հետ, որոնք նկարում ներկայացված են անընդհատ գծերով: Սպոնտան ակտերի պատահական բնույթը, կապված ինչպես ճառագայթման պահի, այնպես էլ հնարավոր երկու մակարդակներից մեկին անցնելու ընտրության հետ, հաշվի է առնվում Մոնտե-Կառլոյի մեթոդի օգտագործումով:



Նկ. 14.3

Արդյունքների մեկնաբանության մեջ կատարյալ հուսալիության հասնելու նպատակով պարամետրերի նույն արժեքների պայմաններում փոխվել է ռեզոնանսի ապալարքի նշանը՝ $\Delta = 6\gamma \rightarrow \Delta = -6\gamma$ ։ Լայնական բաշխումն այս դեպքում ապալոկալիզացվում է՝ ձեռք բերելով երկգագաթային բաշխում (*C* կորը)՝ հավաստելով դոպլերյան մեխանիզմի բացակայությունը քննարկվող պայմաններում։ Ստացված կորի տեսքն ամենայն հավանականությամբ պայմանավորված է ատոմական փնջի Կապիցա-Դիրակյան ցրումով (դիֆրակցիայով) կանգուն ալիքի դաշտում՝ ուղեկցված մեծաթիվ սպոնտան ճառագայթման ոչ կոհերենտ ակտերով։ Ինչ վերաբերում է կենտրոնական ոչ մեծ մաքսիմումին, ապա այն բացատրվում է լայնական ուղղությամբ դանդաղ ատոմների կանալացմամբ կանգուն ալիքի ուռուցքներում, որոնք ռեզոնանսի բացասական ապալարքի պայմաններում պոտենցիալային մինիմումներ են ատոմի զանգվածների կենտրոնի շարժման համար։ Գերվելով պոտենցիալային հորերում՝ ատոմները փոխազդեցության բավականին եր-

կար ժամանակներում պետք է կուտակվեին մինիմումների շուրջ հենց մնացորդային փոքր արագություններով:

Հարկ է ավելացնել, որ ստիպողական սառեցման մեխանիզմն իր վերևում շարադրված «մաքուր» տեսքով սակավ է օգտագործվում: Պատճառն այն է, որ ստիպողական մեխանիզմը հանգեցնում է սառեցման նույն կարգի ջերմաստիճանների, ինչ որ դոպլերյան մեխանիզմը, սակայն իրականացման համար ներկայացնում է անհամեմատ ավելի խիստ պայմաններ: Հանդիպակաց ալիքներից պահանջվում են, օրինակ, խիստ բարձր տարածական և ժամանակային կոհերենտություններ: Ստիպողական սառեցման նկատմամբ մշտական հետաքրքրությունն իրականում պայմանավորված է նրանով, որ այն հիմնական բաղկացուցիչ մաս է կազմում բևեռացման գրադիենտի սիգիֆուզյան սառեցման մեխանիզմի, ինչը նոր մակարդակ է ապահովում ատոմների գերսառեցման ֆիզիկայում: Վերջինիս էլ նվիրված է մեր դասընթացի հաջորդ պարագրաֆը:

§ 15. Բևեռացման գրադիենտը սիգիֆուզյան սառեցման սխեմայում

Ազատ ատոմների սառեցման սիգիֆուզյան մեխանիզմը, այսինքն, երբ ատոմի կինետիկ էներգիան փոքրացվում է պոտենցիալ էներգիայի մեծացման հաշվին, և ապա պոտենցիալ էներգիայի այդ ավելցուկը հեռացվում է ատոմից ճառագայթման միջոցով, նոր և կարևոր առանձնահատկություններ է ձեռք բերում բևեռացված հանդիպակաց ալիքներ օգտագործելիս: Ալիքների բևեռացվածությունն ակտիվ դեր է հատկացնում նաև ատոմի մագնիսական ենթամակարդակներին:

Մեխանիզմի կարևոր առանձնահատկությունն այն է, որ գործում է շատ փոքր ատոմական արագությունների տիրույթում ($k v_z \ll \gamma_{sp}$)՝ թույլ տալով ատոմների հետագա և էական սառեցում: Այն նաև պահանջում է հանդիպակաց ալիքների շատ փոքր ինտենսիվություններ ($|V| \ll \gamma_{sp}$) և ուրեմն չի ուղեկցվում երևույթն աղճատող ոչ գծային և փոխազդեցության միացման-անջատման ինդուկցած երևույթներով: Մենք կծանոթանանք պրոցեսին հնարավորինս ընդհանուր գծերով, իսկ մանրամասներով հետաքրքրված ընթերցողը կարող է դիմել առկա ընդարձակ մասնագիտական գրականությանը:

Հանդիպակաց մոնոքրոմատիկ ալիքների էլեկտրական դաշտի վեկտորն ընդհանուր դեպքում կարող է գրվել

$$E(z, t) = E^+(z) \exp(-i \omega t) + c.c \quad (15.1)$$

տեսքով, որտեղ

$$E^+(z) = e E_0 \exp(ikz) + e' E'_0 \exp(-ikz) \quad (15.2)$$

Մեծությունը դրական հաճախային մասի ամպլիտուդն է, e -ն և e' -ը՝ հանդիպակաց ալիքների բևեռացման վեկտորները, իսկ ամպլիտուդներն իրար հավասար են՝ $E'_0 = E_0$:

Բևեռացման գրադիենտի սիզիֆուզյան սառեցման պարզագույն սխեմայում հանդիպակաց ալիքների բևեռացումները գծային են և իրար ուղղահայաց.

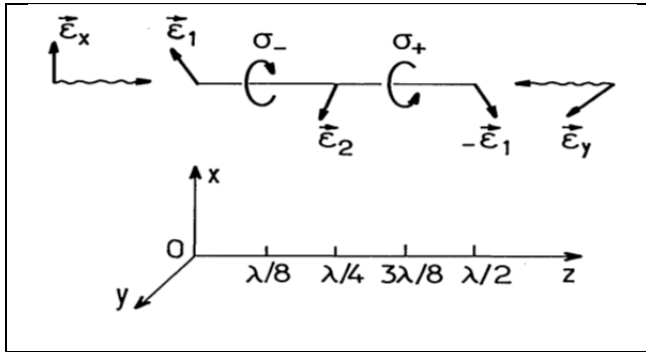
$$e = e_x, \quad e' = e_y: \quad (15.3)$$

Այս տեղադրումով, դաշտի (15.2) ամպլիտուդը հարմար է լինում ներկայացնել մոդուլացված գործակիցներով՝

$$E^+(z) = \sqrt{2} E_0 \left(\frac{e_x + e_y}{\sqrt{2}} \cos kz - i \frac{e_y - e_x}{\sqrt{2}} \sin kz \right): \quad (15.4)$$

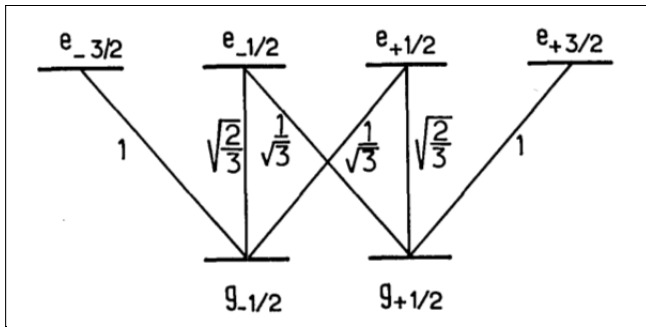
Այստեղ բազիսային են $\mathbf{e}_1 = (\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y)/\sqrt{2}$ և $\mathbf{e}_2 = (\mathbf{e}_y - \mathbf{e}_x)/\sqrt{2}$ գծային, y -ների առանցքի հետ $\pm 45^\circ$ անկյուն կազմող միավոր վեկտորները, որոնց միջև փուլն xOy հարթության մեջ զրո չէ և փոփոխվում է պարբերաբար: Սա նշանակում է, որ հանդիպակաց և փոխուղղահայաց գծային բևեռացումներով ալիքների համատեղ դաշտն ընդհանուր դեպքում ունի էլիպտիկ բևեռացում, որի գլխավոր $\mathbf{e}_1$ և $\mathbf{e}_2$ առանցքների ուղղությունները պահպանվում են տարածության մեջ: Փոփոխվում է էլիպսի տեսքը՝ պարբերաբար վերածվելով գծային և շրջանագծային բևեռացումների: Այն ուղղված է առանցքներից $\mathbf{e}_1$ -ի ուղղությամբ $\cos kz = 1$ ($\sin kz = 0$) կետերում, երբ $z = 0, 2\pi/k, 4\pi/k, \dots$ և հակառակ է $\cos kz = -1$, $z = \pi/k, 3\pi/k, 5\pi/k, \dots$ միջին կետերում: $\mathbf{e}_2$ -ի և դրան հակառակ ուղղություններով բևեռացում լինում է համապատասխանաբար $\sin kz = 1$ և $\sin kz = -1$ պայմաններին բավարարող $z = \pi/2k, 5\pi/2k, 9\pi/2k, \dots$ և $z = 3\pi/2k, 7\pi/2k, 11\pi/2k, \dots$ կետերում, որոնք իրենց հերթին ընկած են $\mathbf{e}_1$ -ի և նրան հակառակ բևեռացումների միջնակետերում: Շրջանագծային σ^- և σ^+ բևեռացումներն էլ ընկած են երկու հարևան գծային բևեռացումների միջև, համապատասխանաբար $z = \pi/4k, 5\pi/4k, 9\pi/4k, \dots$ և $z = 3\pi/2k, 7\pi/2k, 11\pi/2k, \dots$ կետերում: Սա նշանակում է նաև, որ $\mathbf{e}_1$ -ից մինչև $\mathbf{e}_2$ էլեկտրական դաշտի վեկտորը պտտվում է մեկ, ապա՝ մինչև $-\mathbf{e}_1$ ՝ հակառակ ուղղությամբ, և դա պարբերաբար կրկնվում է: Այսպիսի մեկ պարբերություն պատկերված է Նկ. 15.1-ում:

Այժմ նայենք ինչպես է ազդում այս դաշտն ատոմի էներգետիկ մակարդակները կազմող մագնիսական ենթամակարդակների վրա՝ կախված զանգվածների կենտրոնի



Նկ. 15.1

z կոորդինատից: Նկատի ենք ունենալու ավելի ցածր ատոմների համար բնութագրական $1/2 - 3/2$ օպտիկական անցումը, ինչը քննարկել ենք § 7-ում: Ազատ վիճակում հիմնական $S_{1/2}$ վիճակը այլասերված է կրկնակի, իսկ գրգռված $P_{3/2}$ -ը՝ քառակի, ինչպես ցույց է տրված Նկ. 15.2-ում:



Նկ. 24.2

Հետագա քննարկումը հարմար է տանել ոչ թե գծային, այլ շրջանագծային բևեռացումների հիման վրա՝ բազիսային ընտրելով բևեռացման էլիպսի գլխավոր առանցքների ուղղությունները, այն է՝

$$\mathbf{e}_+ = -\frac{\mathbf{e}_1 + i\mathbf{e}_2}{\sqrt{2}}, \quad \mathbf{e}_- = \frac{\mathbf{e}_1 - i\mathbf{e}_2}{\sqrt{2}}: \quad (15.5)$$

Այդ դեպքում էլեկտրական դաշտի ամպլիտուդի համար (15.4)-ի փոխարեն կունենանք

$$\mathbf{E}^+(z) = E_0 \left[\mathbf{e}_+ \sin(kz - \pi/4) + \mathbf{e}_- \cos(kz - \pi/4) \right] \quad (15.6)$$

արտահայտությունը: Այն ցույց է տալիս, որ Z կոորդինատի երկայնքով աստմի շարժման ընթացքում նրա վրա ազդող դաշտի շրջանագծային բաղադրիչները $\pi/2$ փուլով շեղված պարբերաբար փոխվում են, ինչը սկզբունքային կարևորություն է ունենում աստմների սառեցման մեխանիզմի ձևավորման մեջ:

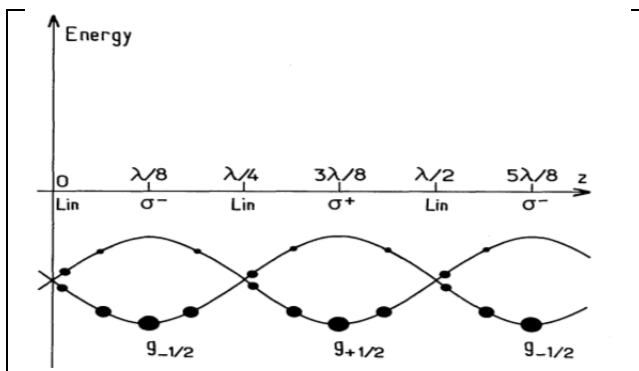
σ^- շրջանագծային բևեռացումը կապում է հիմնական $j_z = -1/2$ և $+1/2$ ենթամակարդակները համապատասխանաբար $j_z = -3/2$ և $-1/2$ գրգռված ենթամակարդակների հետ՝ առաջացնելով նրանց մոտ օպտիկական անցումներ և բարձր-հաճախային շտարկյան շեղումներ: σ^+ բևեռացման դեպքում անցումները հիմնական ենթամակարդակներից $j_z = +1/2$ և $+3/2$ գրգռված ենթամակարդակներ են: Նկ. 2-ում այս անցումները պատկերված են Կլեբշ-Գորդանի գործակիցների հարաբերական արժեքների հետ միասին, որոնք որոշում են մասնավորապես էներգետիկ ենթամակարդակների շեղումների հարաբերական արժեքները դաշտի միևնույն արժեքների դեպքում:

Սառեցումը գործում է աստմի հիմնական ենթամակարդակների միջև ռամանյան (ստոքսյան) երկֆոտոն անցումների

շնորհիվ: Հնարավոր տարբերակների քննարկումը հանգեցնում է վերջնարդյունքի, որ, առաջինը, ռեզոնանսի ապալարքի նշանը հարկ է ընտրել բացասական (դուպլերյան սառեցման նման և հակառակ ստիպողական սառեցման դեպքի): Եվ երկրորդը՝ յուրաքանչյուր տարածական փոքր տեղամասով անցնելիս ատոմում տեղի են ունենում մեծաթիվ սպոնտան անցումներ, և իրականությանն անհամեմատ մոտ են լինում հավասարակշիռ (steady-state) և ոչ թե հագնված ատոմական վիճակները, ինչպես էր ստիպողական սառեցման դեպքում:

§ 16. Բևեռացման գրադիենտի սիզիֆուզյան սառեցում

Համակարգում էներգիայի բալանսի քննարկումն սկսենք տարածական մի որևէ, օրինակ՝ $z = 0$ կետից, որտեղ շրջանային բևեռացումների ինտենսիվություններն իրար հավասար են: Այս բևեռացումներից յուրաքանչյուրը, համակցված սպոնտան անցումներով, ջանում է ամբողջ ատոմական բնակեցվածությունը տեղափոխել հիմնական մագնիսական ենթամակարդակներից միայն մեկի վրա: Բևեռացումների հավասար ինտենսիվությունների պայմաններում փոխազդեցության պատկերը լրիվ համաչափ է, և ենթամակարդակների հավասարակշիռ բնակեցվածությունները՝ իրար հավասար: Հավասար են նաև ազատ վիճակի դիրքերից մագնիսական ենթամակարդակների շեղումները (ռեզոնանսի ապալարքի ընտրված բացասական նշանի դեպքում՝ դեպի ներքև): Հետագա կետերի համար, սակայն, մագնիսական ենթամակարդակների հավասար շեղումներ ու բնակեցվածություններ ընդհանուր դեպքում չեն լինում: Նայենք նախ ենթամակարդակների շեղումներին:



Նկ. 16.1

Այստեղ սկզբունքային կարևորություն է ունենում այն, որ չնայած հավասար ինտենսիվություններին՝ Կլերշ-Գորդանի գործակիցների տարբեր լինելու հետևանքով շրջանագծային երկու բևեռացումների ներդրումները ենթամակարդակների շեղումների մեջ տարբեր են: $j_z = -1/2$ -ի շեղման մեջ σ^- բևեռացման ներդրումը ճիշտ երեք անգամ մեծ է σ^+ բևեռացման ներդրումից, իսկ $j_z = +1/2$ -ի մոտ հակառակն է, երեք անգամ մեծ է σ^+ -ի ներդրումը:

Երբ ատոմը մի փոքր տեղաշարժվում է Z առանցքի երկայնքով, դաշտի σ^- բևեռացման ինտենսիվությունը որոշ չափով ավելանում է, իսկ σ^+ բևեռացմանը՝ նույնքան չափով նվազում: Արդյունքում, քանի որ $j_z = -1/2$ ենթամակարդակի վրա σ^- -ի ազդեցությունն ավելի մեծ է, քան σ^+ -ինը, ենթամակարդակը լրացուցիչ շեղում է ստանում $z=0$ կետում ունեցած շեղման համեմատ: Մյուս՝ $j_z = +1/2$ ենթամակարդակը նույն չափով պակաս է շեղվում: Ատոմի հետագա շարժման ընթաց-

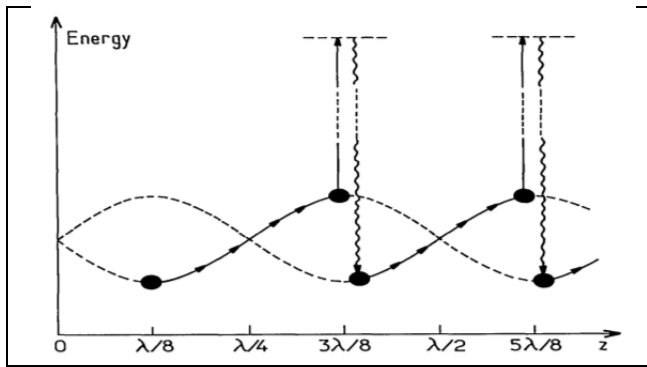
քում $j_z = -1/2$ -ի իջեցումը և $j_z = +1/2$ -ի նույնչափ բարձրացումը շարունակվում են մինչև $z = \lambda/8$ կետը, որտեղ դաշտի բևեռացումն ամբողջովին դառնում է σ^- , իսկ ենթամակարդակների շեղումները՝ համապատասխանաբար առավելագույնը և նվազագույնը: Նկատենք, որ այս «լրացուցիչ» շեղումները կազմում են գծային բևեռացման $z = 0$ կետում եղած շեղման ճիշտ կեսը:

$z = \lambda/8$ կետից մինչև $z = \lambda/4$ կետ մագնիսական ենթամակարդակների շեղումներն ընթանում են հակառակ ընթացքով: Այդ իմաստով $z = \lambda/4$ կետը, որտեղ դաշտի բևեռացումը նորից դառնում է գծային, իսկ ենթամակարդակների շեղումները՝ իրար հավասար, նմանակում է $z = 0$ սկզբնականի իրավիճակը: Սրանով լրանում է մագնիսական ենթամակարդակների տարածական էվոլյուցիայի առաջին կիսապարբերությունը: Հաջորդ կիսապարբերությունում, մինչև $z = \lambda/2$ կետը, գերակշռում է դաշտի σ^+ բևեռացումը՝ հանգեցնելով ենթամակարդակների շեղումների տարածական նույնական էվոլյուցիայի, սակայն $j_z = +1/2$ և $j_z = -1/2$ ենթամակարդակների փոխված տեղերով:

Իսկ ինչ է տեղի ունենում այդ ընթացքում ենթամակարդակների բնակեցվածությունների հետ: Մինչ էվոլյուցիայի իրական պատկերին անդրադառնալը նկատենք, որ եթե փոխադրեցությունն ընթանար խստիվ ադիաբատիկության պայմաններում և առանց սպոնտան ճառագայթման ակտերի, ապա շարժման ամբողջ ընթացքում յուրաքանչյուր ենթամակարդակի բնակեցվածությունը կպահպանվեր, ու քանի որ յուրաքանչյուրի պոտենցիալ էներգիան էլ փոփոխվում է պարբերաբար և ամեն անգամ՝ փոքր սահմաններում, ապա ատոմի զանգվածների

կենտրոնի կինետիկ էներգիան որևէ նկատելի փոփոխություն չէր կրի փոխազդեցության ամբողջ ընթացքում: Նման պատկեր կլիներ նաև հակառակ ասիմպտոտիկ դեպքում, եթե սպոնտան ճառագայթումները երկու ենթամակարդակների միջև տեղի ունենային այնքան արագ, կամ որ նույնն է՝ ատոմը շարժվեր այնքան դանդաղ, որ հավասարակշիռ վիճակ (steady state) հասցներ ձևավորվել տեղափոխության յուրաքանչյուր փոքր տեղամասում: Այս դեպքում ևս ենթամակարդակների բնակեցվածություններն ատոմի պոտենցիալ էներգիան նույնպես, անընդհատ և պարբերական կախված կլինեին կոորդինատից՝ չստեղծելով աղբյուր ատոմի կինետիկ էներգիայի շարունակական նվազման համար: Այս դիտողությունը շեշտում է սպոնտան ճառագայթման, ինչպես նաև ատոմի վերջավոր արագություններ ունենալու սկզբունքային կարևորությունը սիզիֆուզյան սառեցման մեխանիզմի համար:

Այժմ ներկայացնենք՝ ինչ նոր բան է ավելացնում ատոմի շարժման մեջ լինելը սպոնտան անցումների առկայության պայմաններում, և ինչպես է այն հանգեցնում ատոմի արագության փոքրացման (սառեցման): Էվոլյուցիայի քննարկումը հարմար է սկսել ժամանակի այն պահից, երբ ատոմը գտնվում է պոտենցիալային մինիմումներից որևէ մեկում, ասենք $z = \lambda / 8$ կետում, ինչպես ցույց է տրված Նկ. 16.2-ում: Ատոմի համար ենթադրվում է նաև բավականին փոքր սկզբնական արագություն, այնպես որ սպոնտան ճառագայթման մեկ ակտին ընկնող միջին ժամանակի ընթացքում այն անցնում է $\lambda / 4$ -ի կարգի հեռավորություն:



Նկ. 16.2

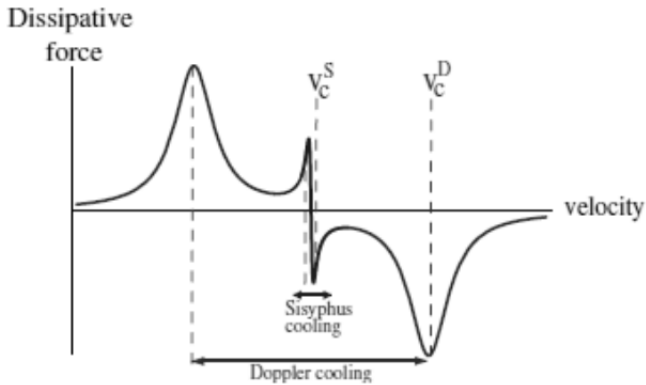
Վերցնելով, օրինակ, $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ և $\tau_{sp} = 5 \cdot 10^{-8}$ վ բնութագրական արժեքներ՝ տեսնում ենք, որ խոսքը մի քանի հարյուր սմ/վ արագությունների մասին է (հիշեցնենք, որ մեկ ֆոտոնային հետհարվածի արդյունքում ատոմի արագության փոփոխությունը կազմում է մի քանի սմ/վ): Շարժվելով այսպես դանդաղ՝ ատոմը միջինում τ_{sp} ժամանակ մնում է նույն ենթամակարդակի վրա, ինչպես Նկ. 16.2-ում պատկերված է հաստացված անընդհատ գծերով: Հավասարակշիռ վիճակը վերականգնող օպտիկական մղման երևույթը պայմանավորող սպոնտան ճառագայթման ակտը դեռևս տեղի չի ունեցել, սակայն քիչ հետո այն տեղի է ունենալու, ինչը նկարում ցույց է տրված առաջին ուղղահայաց ալիքաձև սլաքով: Ատոմը վերադառնում է ներքևի մագնիսական ենթամակարդակ՝ դրանով ամփոփելով ատոմի սառեցումը պայմանավորող պրոցեսի մեկ ամբողջական ցիկլ: Այն ճիշտ ստիպողական սառեցման մեխանիզմում առկա սիզիֆուզյան ցիկլի բնույթն ունի: Ցիկլի առաջին մասում ատոմի

պոտենցիալ էներգիան մեծանում է կինետիկ էներգիայի հաշվին, որը հետո հեռանում է համակարգից, քանի որ օպտիկական մղման սպոնտան ճառագայթված ֆոտոնն ատոմից տանում է ավելի շատ էներգիա, քան տալիս է կլանված ֆոտոնը: Ատոմի զանգվածների կենտրոնը պոտենցիալ էներգիայի նույն մինիմալ արժեքին վերադառնում է փոքրացած կինետիկ էներգիայով: Ատոմի շարժման հաջորդ, մինչ նոր սպոնտան ճառագայթում տեղամասում պրոցեսը նույնաբար կրկնվում է, միայն թե ատոմական ենթամակարդակների փոխված դերերով (Նկ. 16.2-ի աջակողմյան ցիկլը):

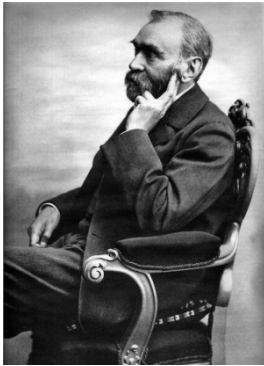
Սառեցման սույն մեխանիզմն ի հայտ է գալիս և գործում դաշտի շատ ավելի փոքր ինտենսիվությունների դեպքում, քան ստիպողական սառեցման դեպքում էր: Իսկապես, ստիպողականի դեպքում անցումները հագնված վիճակների միջև էին և կարիք կար՝ դրանց տարածական մոդուլացման խորությունը գերազանցեր հագնված վիճակների միջև անցումների լայնությանը, ինչը միջինում γ_{sp} -ի կարգի մեծություն է: Բևեռացման գրադիենտի այս մեթոդում անցումները հիմնական ենթամակարդակների միջև են, ինչը նման պահանջ ձևավորվում է արդեն ենթամակարդակային $\gamma_{sublevel}$ լայնության նկատմամբ, ինչը մեծապես զիջում է γ_{sp} լայնությանը:

Հաջորդ նկարը մեկնաբանում է դոպլերյան սառեցման և սիզիֆուզյան սառեցման դիսիպատիվ ուժերը: Դոպլերյան ուժը սառեցնում է համեմատաբար արագ (տաք) ատոմները մինչև դոպլերյան սահման: Սիզիֆուզյան ուժը կարող է սառեցնել միայն դանդաղ (բավականաչափ սառը) ատոմներին, սակայն շփման գործակիցն այստեղ գերազանցում է դոպլերյանին և ապահովում է դոպլերյան սահմանից շատ ավելի ցածր ջերմաս-

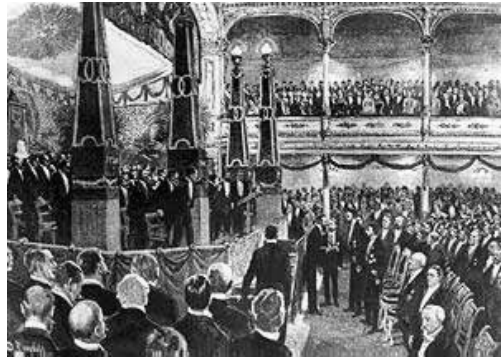
տիճաններ: Գերցածր ջերմաստիճանների ստացման աշխատանքների այս ցիկլը որոշ ժամանակ անց արժանացել է Նոբելյան մրցանակի:



Նկ. 16.3:



Ալֆրեդ Նոբել,
հայտնագործել է
դինամիտը և հիմնադիրն
է Նոբելյան մրցանակի:



Առաջին նոբելյան մրցանակաբաշխության
արարողությունը Ստոկհոլմի
Երաժշտասրահում 1901 թ.:

1997 թ. Նոբելյան մրցանակը ֆիզիկայից՝
*«Լազերային լույսի միջոցով ատոմների սառեցման և գերման մեթոդների
 մշակման համար»:*



Սթիվեն Չու



Կլոդ Կոհեն-Տանտի



Վիլյամ Ֆիլիպս

Միզիֆուզյան սառեցման սահմանը: Ինչպես և դոպլերյան սառեցման դեպքում, սպոնտան ճառագայթման հետհարվածի պատահական ուղղված լինելն առաջացնում է ատոմի միջին կինետիկ էներգիայի (ջերմաստիճանի) մոնոտոն աճ: Դժվար չէ համոզվել, որ վերջինիս համար ստացված (21.2) արտահայտությունն իր ուժը պահպանում է, միայն թե հարկ է նրանում առկա γ_{sp} լայնությունը փոխարինել ենթամակարդակների $\gamma_{sublevel}$ լայնությամբ, իսկ գրգռված մակարդակի Π բնակեցվածությունն ընկալել որպես մագնիսական վերին ենթամակարդակի միջին բնակեցվածություն: Արդյունքում կստանանք

$$\left. \frac{d \langle W_{kin} \rangle}{dt} \right|_{heating} = \Pi \frac{\hbar^2 k^2 \gamma_{sublevel}}{M} : \quad (25.1)$$

Սառեցումը տեղի է ունենում ի հաշիվ պոտենցիալի մինիմումից մինչև մաքսիմում $\lambda/4$ չափով տեղափոխվելու $\Delta t = \frac{\lambda}{4\bar{v}} = \frac{\pi}{2k\bar{v}(t)}$ ժամանակում ատոմի պոտենցիալ էներգիա-

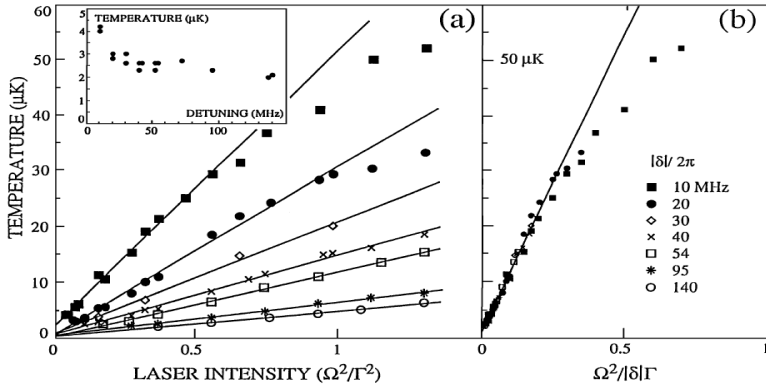
յի $\hbar\Omega$ մոդուլացման խորության չափով կորցրած էներգիայի: Ուրեմն էներգիայի կորուստի արագության համար կարելի է գրել

$$\left. \frac{d\langle W_{\text{kin}} \rangle}{dt} \right|_{\text{cooling}} = -\frac{\hbar\Omega}{\Delta t} = -\frac{2\hbar k\bar{v}(t)\Omega}{\pi} \quad (25.2)$$

մոտավոր արտահայտությունը: Ատոմի համընթաց շարժման վիճակը միջինում կկայունանա, երբ $d\langle W_{\text{kin}} \rangle/dt|_{\text{cooling}} + d\langle W_{\text{kin}} \rangle/dt|_{\text{heating}} = 0$, որտեղից որոշվում են

հավասարակշիռ վիճակում ատոմի $\bar{v} = \Pi \frac{\pi\hbar k}{2M} \frac{\gamma_{\text{sublevel}}}{\Omega}$ միջին քառակուսային արագությունը և համապատասխան ջերմաստիճանը:

Փորձարարական տվյալներ: (Ըստ C. Salomon, J. Dalibard, W.D. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati. Laser cooling of cesium atoms below 3 μK , Europhys. Lett. 12, 683-688 (1990)-ի)

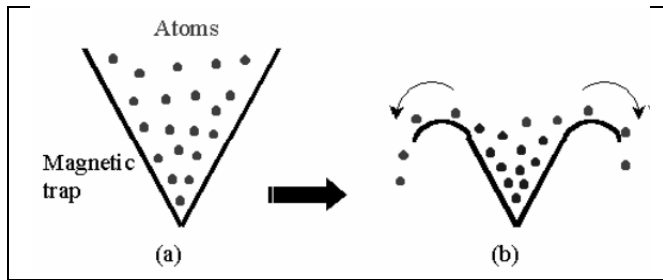


§ 17. Գոլորշիացմամբ սառեցում

Լազերային սառեցման մեթոդները նոսր գազի ջերմաստիճանն իջեցնելու համար օգտագործելիս առկա որոշ ֆակտորներ, այնուամենայնիվ, պատճառ են դառնում լրացուցուցիչ սահմանափակումների, որոնցից նշենք ատոմական ամպի արագորեն նվազող թափանցելիությունը $\sim 10^{10}$ սմ⁻³ կոնցենտրացիաներից հետո: Իրավիճակը նորից բարդանում է, և գազային միջավայրում ջերմաստիճանի հետագա իջեցման հասնալու համար ներկայումս օգտագործվում են ոչ լազերային մեթոդներ: Այդպիսին է գոլորշիացմամբ սառեցման մեթոդը, որում գազից հեռացվում են առավել էներգետիկ ատոմները, իսկ մնացած մասն անհրաժեշտ ժամանակ անց գալիս է ջերմային հավասարակշռության՝ ունենալով էապես ցածր ջերմաստիճան: Գերող պոտենցիալի վերջավոր խորության պատճառով տաք ատոմների հեռացում տեղի է ունենում նաև ինքնաբերաբար: Օրինակ՝ երկու ատոմներ բախվելիս ատոմներից մեկն ընդհանուր դեպքում փոքրացնում, իսկ մյուսը մեծացնում է իր կինետիկ էներգիան: Երբ վերջինս մեծ է լինում հորի խորությունից, ապա այդ ատոմը հեռանում է հորից՝ իր հետ տանելով ավելի չափով էներգիա, քան իրեն հասանելիք միջին էներգիան է: Յուրաքանչյուր այսպիսի ակտի արդյունքում նվազում է մնացած ատոմներին հասանելիք միջին էներգիան և ատոմական ամպը շարունակաբար սառչում է: Սառեցման տեմպը, այնուամենայնիվ, արագորեն դանդաղում է, և արդյունքն իրականում չի բավարարում էապես ցածր ջերմաստիճանների հասնելու համար: Հարկ է լինում դիմելու լրացուցիչ, ուժային ազդակների կիրառման՝ արագացնելու համար գոլորշացման պրոցեսը: Այսպիսի գոլորշացումը հաճախ այդպես էլ անվանում են՝ ուժային

կամ ստիպողական գոլորշացմամբ սառեցում, սակայն մենք նախընտրում ենք կարճեցված տարրերակը՝ գոլորշացմամբ սառեցում:

Մեկ այլ մեթոդում, ինչը համեմատաբար սակավ է կիրառվում, տաք ատոմների հեռացումն իրականացվում է գերող պոտենցիալային հորի խորության աստիճանական նվազեցմամբ, ինչը պայմանականորեն պատկերված է Նկ. 1-ում: Տեղի է ունենում գերված ատոմների թվի մոտ երեք կարգով նվազեցում, և համարյա նույնքան անգամ էլ նվազում է մնացած զազի ջերմաստիճանը:



Նկ. 2.

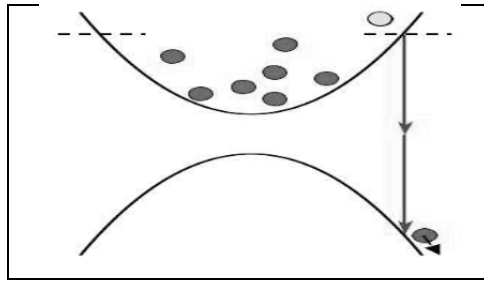
Արագ ատոմների հեռացման մյուս մեթոդում ատոմներին դիֆերենցված մոտեցումը էլնում է մագնիսական գերող պոտենցիալի (մագնիսական թակարդի)

$$W_{\text{trap}} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) \quad (17.1)$$

արտահայտությունից, որտեղ $\boldsymbol{\mu}$ -ն ատոմի մագնիսական մոմենտն է, $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ -ը՝ գերող անհամասեռ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի վեկտորը: Դաշտը մինիմալ արժեք ընդունում է թակարդի կենտրոնում և մոտավորապես գծային օրենքով աճում է դեպի եզրերը: Ջերմային հավասարակշիռ վիճակում առավել

տաք, մեծ կինետիկ էներգիաներով օժտված ատոմները գտնվում են ատոմական ամպի կենտրոնից առավել մեծ հեռավորությունների վրա: Այդտեղ մագնիսական դաշտն առավել ուժեղ է, և ատոմական ենթամակարդակներն առավել մեծ չափով են հեռացված իրարից: Բացի դրանից՝ ատոմի μ մագնիսական մոմենտը զրոյից տարբեր դարձնելու և ձգողական պոտենցիալ ստանալու համար հիմնական էներգետիկ մակարդակի բնակեցվածությունը կուտակված է լինում համապատասխան մագնիսական ենթամակարդակի վրա:

Ատոմների հեռացումը թակարդից կատարվում է լրացուցիչ ռադիոհաճախային ճառագայթման դաշտի օգնությամբ: Դաշտի կրող հաճախությունը նախ համալարվում է առավել մեծ չափով իրարից հեռացված, այսինքն՝ եզրային, մագնիսական ենթամակարդակների միջև անցման հաճախության վրա: Դրանով ազդեցությունը կենտրոնացվում է առավել տաք ատոմների վրա: Որոշ ժամանակ անց բնակեցվածությունը եզրային մի ենթամակարդակից անցնում է մյուսի վրա, ինչը փոխում է μ մագնիսական մոմենտի ուղղությունը և (17.1) պոտենցիալը ձգողականից դարձնում վանողական: Առավել տաք ատոմներն արագորեն լքում են պոտենցիալային տիրույթը (Նկ. 17.2), իսկ ռադիոճառագայթման հաճախությունը որոշ չափով փոքրացվում է՝ համալարելով այն թակարդում մնացած ատոմներից առավել տաքերի հետ: Հաճախություն նվազեցումը շարունակվում է մինչև ցանկալի մինիմալ արժեքը, որից հետո ամբողջ ցիկլը կարող է կրկնվել: Առաձգական բախումները, որոնք գործում են պրոցեսի ամբողջ ընթացքում, թակարդում մնացած գերսառն ատոմների բերում են ջերմային հավասարակշիռ վիճակի:



Նկ.17.2

Գոլորշիացմամբ սառեցման մեկ այլ, նաև ռադիոհաճախային գոլորշացում (rf-induced evaporation) կոչվող մեթոդում ռադիոդաշտի հաճախությունն ընտրվում է այնպես, որ ատոմի զանգվածների կենտրոնի էներգետիկ սպեկտրում կապված վիճակների դիսկրետ էներգետիկ մակարդակներն ուղղակիորեն կապի ազատ, չգերված վիճակների հետ: Այն, ըստ էության, ատոմների ֆոտոիոնիզացման երևույթի անալոգիան է քննարկվող պայմանների համար: Հիմնական վիճակում գտնվող ատոմները, ինչպես և նախորդ դեպքում, օպտիկական մղման միջոցով նախապես տեղափոխում են եզրային մագնիսական ենթամակարդակներ, որտեղ ատոմն առանց ռադիոհաճախային դաշտի ազդեցության կլինեք գերված վիճակում: Ռադիոհաճախային դաշտից էներգիա կլանելով՝ ատոմների մի մասը, հայտնվելով անընդհատ սպեկտրում, հեռանում է թակարդի տիրույթից: Միաժամանակ միջատոմական բախումների հետևանքով ատոմական ամպը գալիս է դեպի հավասարակշռություն՝ լրացնելով բաշխման բարձրէներգետիկ մասը նոր ատոմներով: Հաճախ փոխվում է նաև ռադիոդաշտի հաճախությունը որոշակի սահմաններում և արագությամբ, որ թակարդից հեռանան առավել մեծ կիներտիկ էներգիայով ատոմները և հնարավորինս արագ:

Սառեցման մեխանիզմների էֆեկտիվ գործողության համար անհրաժեշտ է, որ թակարդից ատոմների արտահոսքի բնութագրական ժամանակն առնվազն երկու կարգով մեծ լինի միջատոմական առաձգական բախումների բնութագրական ժամանակից: Պայմանը բավարարելու համար թակարդից արտահոսքի ժամանակը երկարացվում և հասցվում է մի քանի հարյուր և ավելի վայրկյանների: Ինքնաբերաբար գոլորշացմամբ արտահոսքն այստեղ պրոբլեմ չի ստեղծում, առավել ևս, որ այն օժանդակում է մնացորդային գազի սառեցմանը: Սահմանափակող հիմնական պատճառն ատոմների բախումներն են փորձանոթում առկա մնացորդային գազերի հետ, որոնք առաջանում են փորձանոթի պատերից տեղի ունեցող դիֆուզիայի, սարքավորման ներքին տարրերից գոլորշացումների հետևանքով: Լիթիումի ատոմական ամպում, օրինակ, երբ մինչ գոլորշացմամբ սառեցման էտապն ամպի ջերմաստիճանը կազմում է մոտ 200 մկԿ, մնացորդային գազի ճնշումը հարկ է լինում իջեցնել և պահել 10^{-12} Տոր (մմ.սնդ.սյուն) մակարդակում: Վերջինս բարդ, հատուկ վակուումային տեխնոլոգիա պահանջող խնդիր է:

ԳԼՈՒԽ IV
ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՄԱՌԵՑՄԱՆ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ:
ԲՈԶԵ-ԱՅՆՇՏԱՅՆՑԱՆ ԿՈՆԴԵՆՍԱՏ

**§ 18. Ազատ իդեալական գազի Բոզե-Այնշտայնյան
կոնդենսատ**

Գազային վիճակում ջերմաստիճանի իջեցումը, իհարկե, ինքնանպատակ չի ընթացել: Այն ունեցել և ունի հիմնարար ու կիրառական նպատակներ: Առաջնային կարևորությունն այստեղ պատկանում է դե Բրոյլի ալիքի երկարությանը, ինչը



Լուի դե Բրոյլ

համընթաց շարժման մեջ մատերիայի քվանտային բնույթի ի հայտ գալու որոշիչ ֆակտորն է: Մինչ լազերային սառեցման մեխանիզմների հայտնագործումը և իրականացումը գերցածր ջերմաստիճաններ ստանալու համար օգտագործվում էր կրիոգենային տեխնիկան, որի ռեկորդային ջերմաստճանները 0.1 K-ի կարգի են: Ատոմի, ասենք

հելիումի, $\lambda_{th} = \sqrt{2\pi\hbar^2 / M k_B T}$ ջերմա-

յին դե Բրոյլի ալիքի երկարությունը որոշ չափով անգամ փոքր է նրա Վան դեր Վալսյան տրամագծից, ինչն անհնար է դարձնում ինտերֆերենցիոն պատկերների ձևավորումը գրանցող մակերևույթի վրա: Տարբեր հիմնավորումների արդյունքում գոնե հետազոտությունների առաջին էտապում նպատակահարմար է գտնվել, դիմել ալկալիական մետաղների գոլորշիներին (ասենք՝ Na, Rb, Cs): Դրանց ջերմային դե Բրոյլի ալիքի երկարու-

թյունը տեսանելի լույսի ալիքի երկարությանը ($\lambda_{\text{opt}} \approx 0.6 \mu\text{m}$) հասցնելու համար հարկ էր ջերմաստիճաններն իջեցնել մինչև 10^{-7} K և ավելի ցածր, ինչն էլ կատարվել է լազերային սառեցման մեթոդների հաջորդական համակցմամբ:



**Բոհան Դիդերիկ
վան դեր Վաալս**

Ֆիզիկային առնչվող մյուս հիմնարար հարցը դե Բրոյլի ալիքի երկարության առնչումն է Բոզե-Այնշտայնի քվանտային ստատիստիկային: Երբ դե Բրոյլի ալիքի երկարությունը դառնում է ավելին միջմասնիկային հեռավորություններից, ապա ալիքային ֆունկցիաների վերածածկման արդյունքում դրանց փուլերը, ի հաշիվ բոզոնային բնույթի, ստիպողաբար մոտենում են միմյանց: Բացարձակ զրոյում բոլոր մասնիկների ալիքային ֆունկցիաները ամբողջությամբ վերածածկվում և ունենում են միևնույն փուլերը, այսինքն՝ նույն ալիքային ֆունկցիան վերաբերում է բոլոր մասնիկներին: Բազմամասնիկ մակրոսկոպիկ համակարգը վեր է ածվում մեկ միասնական կոհերենտ օբյեկտի:



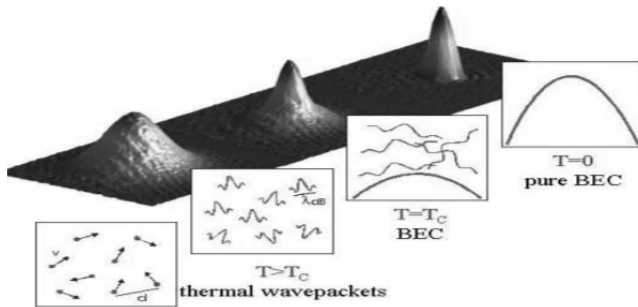
Մաթինդրա Նաթ Բոզե



Ալբերտ Այնշտայնը և Լիո Սզիլարգը

Բոզե-Այնշտայնյան կոնդենսատը մակրոսկոպիկ քվանտային օբյեկտ է՝ դրանից բխող հետևանքներով, մասնավորապես երկու՝ գերհոսելի և նորմալ բաղադրիչներով: Էվոլյուցիան մի քանի փուլերի հերթականությամբ պատկերված է Նկ. 18.1-ում:

Կոնդենսացման երևույթը, հատկապես ոչ մասնագիտական շրջաններում, առավել ընդունված է իր ստատիստիկական մեկնաբանությամբ, ինչպիսին տրվել է Այնշտայնի կողմից՝ որպես մասնիկների բոզոնային բնույթի ուղղակի և ցայտուն դրսևորում: Առավել առանձնացված ձևով այն ի հայտ է գալիս իրար հետ չփոխազդող մասնիկների՝ իդեալական գազի մոդելում: Ենթադրենք այն պարփակված է V բավականաչափ մեծ ծավալում: Գազի իդեալականության պայմանը կընդունենք դասական ֆիզիկայի ընկալմամբ, որը Վան դեր Վալսյան միջմասնիկային փոխազդեցության էներգիան սահմանում ձգտում է զրոյի: Մասնիկի համընթաց շարժման բնութագրիչ նրա իմպուլսը կամ նրա հետ առնչվող համընթաց շարժման (կինետիկ) էներգիան է:



Նկ. 18.1: Բոզե-Այնշտայնի ֆազային անցման ներկայացումը՝ մատերիայի ալիքների վերածածկման մեկնաբանությամբ: Վերին նկարները փորձարարական տվյալների հիման վրա կառուցված մասնիկների իմպուլսային բաշխումներն են (արտատպված է K. Bongs and K. Sengstock. Physics with coherent matter waves, Rep. Prog. Phys. 67, 907-963 (2004)

հոդվածից):

Ստատիստիկական հաշվարկներում օգտվում ենք մեծ կանոնիկ բաշխման ապարատից, որում մասնիկների միջին թիվը տվյալ ջերմաստիճանում դիտվում է որպես μ քիմիական պոտենցիալի (կամ $z = \exp[\beta\mu]$ ֆուգատիվության, $\beta = 1/k_B T$) ֆունկցիա.

$$N = \sum_p \langle n_p \rangle = \sum_p \frac{1}{\exp(\beta(\varepsilon_p - \mu)) - 1} = \sum_p \frac{1}{z^{-1} \exp(\beta\varepsilon_p) - 1}, \quad (18.1)$$

որտեղ գումարի տակ գրված արտահայտությունը ներկայացնում է $\mathbf{p}$ իմպուլսով վիճակի լրացման միջին թիվը: Ինչպես հայտնի է, Բոզե-ստատիստիկական այստեղ ի հայտ է գալիս հայտարարում եղած -1 գումարելիի միջոցով:

Քանի որ $\varepsilon_p = \mathbf{p}^2 / 2M \geq 0$, ապա որևէ վերջավոր ջերմաստիճանում լրացման թվի բացահայտ տարամիտումից խուսափելու համար հարկ է բոզոնների համար ընդունել $\mu \leq 0$: Հաջորդ քայլում օգտագործվում է գազի ծավալի մեծ (մակրոսկոպիկ) լինելու հետևանքով էներգետիկ սպեկտրի քվադրանդնդ-հատ լինելը: Այն թույլ է տալիս գումարումից անցնելու ինտեգրման՝ ըստ ֆազային տարածության՝

$$\sum_s \dots \rightarrow V \int \dots \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \quad (18.2)$$

և ապա իմպուլսային տարածությունում ինտեգրումից անցնելու՝ ըստ էներգիաների ինտեգրման՝ օգտվելով ազատ շարժման $\varepsilon = \mathbf{p}^2 / 2M$ հավասարումից: Պարզ գործողությունները հանգում են

$$V \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} = \rho(\varepsilon) d\varepsilon, \quad \rho(\varepsilon) = \frac{V(2M)^{3/2}}{4\pi^2 \hbar^3} \varepsilon^{1/2} \quad (18.3)$$

արդյունքի, որտեղ $\rho(\varepsilon)$ -ը վիճակների խտությունն է էներգիաների տարածության մեջ:

Այստեղ հարկ է ուշադրություն դարձնել այն փաստի վրա, որ վիճակների խտությունը զրոյանում է հիմնական էներգետիկ մակարդակի ($\mathbf{p} = 0, \varepsilon = 0$) համար՝ դուրս թողնելով այն համակարգի վարքի ձևավորման գործընթացից: Հետևաբար քվադրասական մոտարկումը կիրառելի չէ առաջին՝ հիմնական էներգետիկ մակարդակի համար, և մոտարկումը կիրառելուց առաջ հարկ է այն առանձնացնել (18.1)-ում.

$$N = \frac{1}{z^{-1} - 1} + \int_0^\infty \frac{\rho(\varepsilon) d\varepsilon}{z^{-1} \exp(\beta \varepsilon) - 1} \equiv N_g + N_e, \quad (18.4)$$

որտեղ N_g և N_e -ով նշանակված են համապատասխանաբար հիմնական և գրգռված մակարդակներում մասնիկների միջին թվերը:

Ստացված (18.4) առնչությունը հավասարում է μ քիմիական պոտենցիալի (կամ որ նույնն է՝ $z = \exp[\beta \mu]$ ֆուգատիվության) նկատմամբ տրված N մասնիկների ընդհանուր թվի և T ջերմաստիճանի պայմաններում: Արտահայտության պարզ դիտարկումը ցույց է տալիս, որ վերջավոր N և T -ի դեպքում լուծում գոյություն ունի, և այն ոչ զրոյական է՝ $\mu < 0$. Հիմնական հետաքրքրությունը, այնուամենայնիվ, վերաբերում է N -ի վերաբաշխմանը N_g -ի և N_e -ի միջև: Եթե μ -ի համար լուծումներն այնպիսին են, որ $z^{-1} = \exp[\beta|\mu|]$ -ն մեկի կարգի է և ավելի մեծ, ապա՝ $N_g \propto 1 \ll N$, և գործնականում հետաքրքրություն չի ներկայացնում: Այսինքն՝ հարկ է քննարկել $|\mu|/T$ -ի զրոյին մոտ լինելու հնարավորության հարցը: Դրա համար նախ նկատենք, որ (18.4)-ում ինտեգրալը զուգամիտում է կամայական

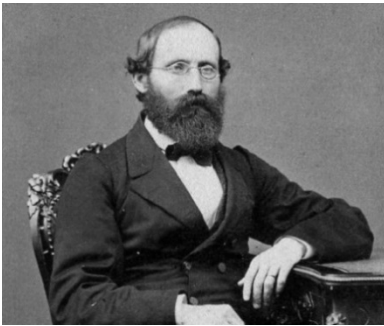
(բացասական) μ -ի դեպքում, ներառյալ զրոն, ընդ որում՝ առավելագույն արժեքին հասնում է հենց զրոյի դեպքում.

$$N_e \leq \int_0^\infty \frac{\rho(\varepsilon) d\varepsilon}{\exp(\beta\varepsilon) - 1} : \quad (18.5)$$

Դատողությունների հետագա ընթացքը հասկանալու համար աջակողմյան ինտեգրալում առանձնացնենք համակարգի պարամետրերը՝

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \frac{\rho(\varepsilon) d\varepsilon}{\exp(\beta\varepsilon) - 1} &= V \frac{(2M)^{3/2} (k_B T)^{3/2}}{4\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{x^{1/2} dx}{\exp(x) - 1} = \\ &= V \frac{(2M)^{3/2} (k_B T)^{3/2}}{4\pi^2 \hbar^3} \zeta(3/2) \end{aligned} \quad (18.6)$$

որտեղ ինտեգրալային անդամն արդեն հաստատուն թիվ է՝ Ռիմանի ζ -ֆունկցիան արգումենտի $3/2$ արժեքի դեպքում, հավա-



Բեռնարդ Ռիման

սար մոտ 2.61: Ինչպես տեսնում ենք, գրգռված մակարդակներում գտնվող մասնիկների առավելագույն հնարավոր թիվը ջերմաստիճանի աճող ֆունկցիա է և որոշակի T_c «կրիտիկական» ջերմաստիճանի դեպքում կարող է հավասարվել մասնիկների N ընդհանուր թվին՝

$$T_c = \frac{2^{1/3} \pi^{4/3} \hbar^2}{\zeta^{2/3} (3/2) M k_B} \left(\frac{N}{V} \right)^{2/3} : \quad (18.7)$$

Ստացված ջերմաստիճանի տեղադրումով (18.4) -ի մեջ հնարավոր է լինում տեսնել, որ $N_g / N \ll 1$, այսինքն՝ T_c «կրի-

տիկական» ջերմաստիճանում հիմնական էներգետիկ մակարդակում գտնվող մասնիկների թիվն ընդհանուրի չնչին մասն է կազմում, դրանք մակրոսկոպիկ ենթահամակարգ չեն: Այդ պայմանը նաև ցույց է տալիս, որ (18.6) «կրիտիկական» ջերմաստիճանում կարելի է մեծ ճշտությամբ համարել, որ քիմիական պոտենցիալն արդեն ընդունել է իր հնարավոր առավելագույն՝ զրո արժեքը, ինչը կպահպանվի նաև ավելի ցածր ջերմաստիճաններում:

Ուրեմն բացարձակ զրոյին մոտ $T \leq T_c$ ջերմաստիճաններում (18.4) հիմնական առնչությունը կարելի գրել

$$\frac{N_g}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} \quad (18.8)$$

պարզագույն տեսքով: Կրիտիկականից ցածր ջերմաստիճաններում իրավիճակը կտրուկ փոխվել է. հիմնական էներգետիկ մակարդակում մասնիկների թիվը արագորեն, ձյունահյուսի արագությամբ աճում է դառնալով մակրոսկոպիկ, իսկ բացարձակ զրոյում բոլոր մասնիկներն են



www.alamy.com - ECTP46

Լյուդվիգ Բոլցման

գտնվում հիմնական էներգետիկ մակարդակում: Ի դեպ, կրիտիկական ջերմաստիճանում քիմիական պոտենցիալի զրո դառնալու պայմանը դառնում է ճշգրիտ թերմոդինամիկական սահմանում, այսինքն, երբ $V \rightarrow \infty$ N/V կոնցենտրացիայի հաստատուն մնալու պայմանով:

Նկատենք, որ Բոլցմանի ստատիստիկայի դեպքում անգամ բացարձակ զրո ջերմաստիճանում

$N_g / N \ll 1$ պայմանը պահպանվում է, այսինքն՝ N_g -ն համա-
կարգի մակրոսկոպիկ մաս չի կազմում: Ասում ենք, որ մասնիկ-
ների բոզոնային բնույթի շնորհիվ T_c ջերմաստիճանում տեղի է
ունենում ֆազային անցում: Ի տարբերություն նախկինում
հայտնի առաջին կամ երկրորդ սեռի ֆազային անցումների,
որոնք կապված են կառուցվածքային փոփոխությունների հետ և
տեղի են ունենում սովորական տարածության մեջ, Բոզե-
Այնշտայնյանը տեղի է ունենում իմպուլսների և/կամ էներգիա-
ների տարածությունում: Այստեղ հարկ է ավելացնել, որ ֆազա-
յին անցման (18.7) պայմանը կարելի է գրել նաև

$$\frac{N}{V} \lambda_{th}^3 = \zeta(3/2) \quad (18.9)$$

տեսքով և նկատի ունենալով, որ միջմասնիկային հեռավորու-
թյունը լավ մոտավորությամբ հավասար է N/V կոնցենտրա-
ցիայի $1/3$ աստիճանին, մեկնաբանել որպես հարևան մասնիկ-
ների ալիքային փաթեթների վերածածկումն սկսվելու պայման:
Եվ վերջինը: (18.9) հավասարության պայմանը գրելիս պարտա-
դիր չէ գազի կոնցենտրացիան համարել հաստատուն և ջեր-
մաստիճանն իջեցնելով՝ հասնել հավասարման բավարարմանը:
Կարելի է նաև ջերմաստիճանը համարել ֆիքսված և կոնցենտ-
րացիան մեծացնել այնքան, մինչև որ հավասարումը բավարար-
վի: Այս դեպքում, իհարկե, կրիտիկական կանվանվի կոնցենտ-
րացիան (տվյալ ֆիքսված ջերմաստիճանի դեպքում):

Լազերային սառեցման մեթոդներն աշխատում են նոսր ա-
տոմական գազերի համար: Ջերմաստիճանն իջեցնելիս հեղուկ
և ապա պինդ վիճակների անցումներից հնարավոր է լինում
խուսափել (ունենալ քվադրիպասարակչիո վիճակներ), եթե
գազի N/V խտությունը չի գերազանցում 10^{14} սմ $^{-3}$ արժեքը:
Այդպիսի խտությունների դեպքում, օրինակ, ռուբիդիումի ատո-

մական գազի կրիտիկական ջերմաստիճանի համար (18.7) բանաձևը տալիս է $T_c \approx 2.510^{-7} \text{ K}$: Հետաքրքիր են նաև կրիտիկական խտությունները սենյակային ջերմաստիճաններում ազատ իդեալական գազի Բոզե-Այնշտայնյան կոնդենսատի ձևավորման համար: Դա մոտ 10^{34} մասնիկ/սմ³ կոնցենտացիա է կամ 10^{12} գ/սմ³ խտություն, ինչը շատ հեռու է պինդմարմնային խտություններից և մոտենում է ներմիջուկային խտությունների:

§ 19. Ազատ իդեալական կոնդենսատի թերմոդինամիկան

Քվանտային համակարգի թերմոդինամիկական պարամետրերի հաշվարկը, ինչպես հայտնի է, ելնում է

$$Z = \sum_n \exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right) \quad (19.1)$$

ստատիստիկական գումարից, որտեղ n -ը համակարգի ստացիոնար վիճակը ներկայացնող քվանտային թվերի հանրախումբն է: Ստատիստիկական ֆիզիկայի ստանդարտ դասագրքերում ցույց է տրվում, որ Բոզե-մասնիկների մեծ կանոնիկ անսամբլի համար

$$Z = \prod_{m=0}^{\infty} \left(1 - z \exp\left(-\frac{\varepsilon_m}{k_B T}\right)\right)^{-1}, \quad (19.2)$$

որտեղ $z = \exp[\mu/k_B T]$ -ն ֆուգատիվությունն է:

Համակարգի P ճնշումը, օրինակ, Z ստատիստիկական գումարի հետ կապված է

$$P = k_B T \frac{\partial \ln Z}{\partial V} \quad (19.3)$$

առնչությամբ, որը կարելի է, ըստ ծավալի ինտեգրելով, գրել

$$\frac{PV}{k_B T} = \ln Z : \quad (19.4)$$

Տեղադրենք Z -ի (19.2) արտահայտությունը,

$$\frac{PV}{k_B T} = - \sum_m \ln \left(1 - z \exp \left(- \frac{\varepsilon_m}{k_B T} \right) \right), \quad (19.5)$$

ապա առանձնացնենք $\varepsilon_0 = 0$ հիմնական էներգետիկ մակարդակին համապատասխանող $1 - z$ գումարելին: Քվազիանընդհատ սպեկտրին անցնելիս, երբ $V \rightarrow \infty$, (18.4) առնչությունից հեշտորեն հետևում է, որ $1 - z \approx 1/V$, այսինքն՝ այդ անդամը (19.5)-ում, ըստ ծավալի, տարամիտում է լոգարիթմական օրենքով: Չախ մասը տարամիտում է գծային օրենքով, այնպես որ հիմնական մակարդակին համապատասխանող անդամը հարկ է դուրս թողնել: Մնացած գումարը փոխարինվում է՝ ինտեգրալով համաձայն (18.2) կանոնի և հանգեցնում

$$P = - \frac{4\pi k_B T}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty p^2 \ln \left(1 - z \exp \left(- \frac{\varepsilon(p)}{k_B T} \right) \right) dp, \quad T > T_c \quad (19.6)$$

վիճակի հավասարման կրիտիկականից բարձր ջերմաստիճանների համար և

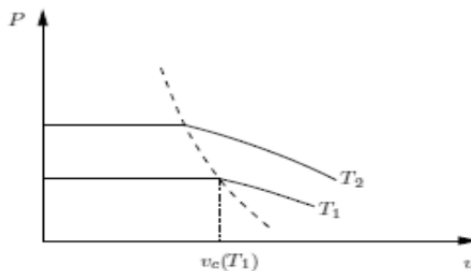
$$P = - \frac{4\pi k_B T}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty p^2 \ln \left(1 - \exp \left(- \frac{\varepsilon(p)}{k_B T} \right) \right) dp, \quad T \leq T_c \quad (19.7)$$

վիճակի հավասարման կրիտիկականից ցածր ջերմաստիճանների համար՝ $\varepsilon(p) = p^2 / 2M$:

Անդրադառնանք $T \leq T_c$ իրավիճակին: $\varepsilon(p)/k_B T \equiv x$ նշանակումը թույլ է տալիս վիճակի հավասարման ինտեգրալային անդամում առանձնացնել պարամետրերը՝

$$P = \frac{4\pi(2M)^{3/2}(k_B T)^{5/2}}{3(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty \frac{x^{3/2}}{e^x - 1} dx = k_B T \frac{\zeta(5/2)}{\lambda_{th}^3}: \quad (19.8)$$

Այն մասնավորապես ցույց է տալիս, որ կրիտիկականից ցածր ջերմաստիճաններում գազի ճնշումը կախված չի լինում ծավալից (կոնցենտրացիայից): Նկ. 19.1 իզոթերմների պատկերում դրանք կետագծերով կորից ձախ ընկած տիրույթներն են: Այս յուրօրինակ օրինաչափությունը պայմանավորված է նրանով, որ երբ մասնիկների կոնցենտրացիան անցնում է կրիտիկական արժեքից, ապա մասնիկների մի մասը գրգռված էներգետիկ մակարդակներից անցնում է հիմնական էներգետիկ մակարդակ (ընթանում է հիմնական մակարդակի մակրոսկոպիկ բնակեցում), որտեղ գտնվող մասնիկները ներդրում չեն տալիս գազի ճնշման մեջ: Կրիտիկական կոնցենտրացիայի արժեքն ապահովվում է գրգռված մակարդակների վրա գտնվող մասնիկների միջոցով:



Նկ. 19.1

Իզոխոր պրոցեսում գազի C_V տեսակարար ջերմունակությունը որոշվում է որպես գազի E_{int} ներքին էներգիայի ջերմաստիճանային ածանցյալ՝

$$C_V = \left(\frac{\partial E_{\text{int}}}{\partial T} \right)_V, \quad (19.9)$$

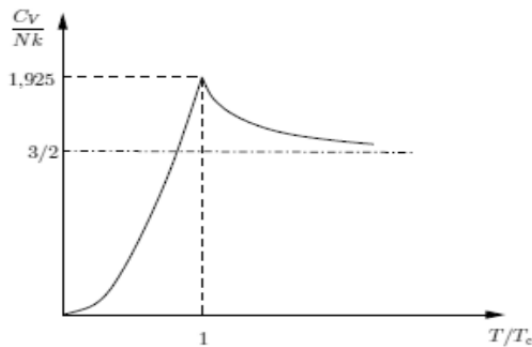
որտեղ $E_{\text{int}} = 3PV/2$: Օգտվելով (19.8) արտահայտությունից՝ ստանում ենք

$$C_V = \frac{15}{4} k_B V \frac{\zeta(5/2)}{\lambda_{\text{th}}^3}, \quad T < T_c \quad (19.10)$$

ինչը համեմատական $T^{3/2}$ -ին ձգտում է զրոյի: Այն կարելի է գրել նաև ավելի կոմպակտ

$$\frac{C_V}{Nk_B} = \frac{15}{4} \frac{\zeta(5/2)}{\zeta(3/2)} \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2}, \quad T < T_c \quad (19.11)$$

տեսքով, ինչի գրաֆիկը, ներառյալ $T > T_c$ տիրույթը, ներկայացված է Նկ. 19.2-ում:



Նկ. 19.2

Նման հաշվարկները

$$S = -k_B \sum_n p_n \ln p_n = k_B \frac{\partial}{\partial T} (T \ln Z) \quad (19.12)$$

Էնտրոպիայի համար ($p_n \equiv \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right)$) տալիս են

$$s = \frac{S}{Nk_B} = \frac{5}{2} \frac{\zeta(5/2)}{\zeta(3/2)} \left(\frac{T}{T_c}\right)^{3/2}, \quad T < T_c \quad (19.13)$$

ինչի ջերմաստիճանային կախումը նույնն է, ինչ և տեսակարար ջերմունակությանը:

Բոզոնային իդեալական գազը $T < T_c$ ջերմաստիճաններում բաղկացած է «նորմալ» և «կոնդենսացված» բաղադրիչներից, որոնք զբաղեցնում են համապատասխանաբար գրգռված և հիմնական էներգետիկ մակարդակները: Համակարգի էներգիան, ջերմունակությունը և էնտրոպիան պայմանավորված են բացառապես նորմալ բաղադրիչով: Եվ վերջինը: Գազի մոլեկուլների միջև փոխազդեցությունը հաշվի առնելիս նորմալ բաղադրիչ մնում է անգամ բացարձակ զրո ջերմաստիճանում:

§ 20. Իդեալական գազի կոնդենսատը հարմոնիկ պոտենցիալային հորում

Պոտենցիալային հորում գերված լինելու ազդեցությունը կոնդենսացման օրինաչափությունների վրա կքննարկենք հարմոնիկ պոտենցիալի օրինակով, երբ

$$V(\mathbf{r}) = \frac{M}{2} (\omega_x x^2 + \omega_y y^2 + \omega_z z^2): \quad (20.1)$$

Այստեղ ազատության յուրաքանչյուր աստիճանին բաժին ընկնող էներգիայի հնարավոր արժեքներն իրարից հեռացված են հավասար չափով և տրվում են

$$\varepsilon_{n_x, n_y, n_z} = \hbar\omega_x \left(n_x + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_y \left(n_y + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_z \left(n_z + \frac{1}{2} \right) \quad (20.2)$$

բանաձևով, որտեղ $\{n_x, n_y, n_z\}$ -ը ոչ բացասական ամբողջ թվեր են: Մասնիկների թվի

$$N = \sum_{n_x, n_y, n_z} \frac{1}{\exp(\beta(\varepsilon_{n_x, n_y, n_z} - \mu)) - 1} \quad (20.3)$$

գումարային արտահայտությունում, ինչպես ազատ համասեռ գազի դեպքում էր, հարմար է առանձնացնել հիմնական մակարդակին ($n_x = 0, n_y = 0, n_z = 0$) համապատասխանող անդամը: Ջերմաստիճանի իջեցման ընթացքում այն դառնում է մակրոսկոպիկ (սկսվում է կոնդենսացում հիմնական մակարդակի վրա), երբ քիմիական պոտենցիալը գործնականում հավասարվում է հիմնական վիճակի էներգիային, այսինքն՝ $\mu \rightarrow \mu_c = \hbar(\omega_x + \omega_y + \omega_z)/2$: Տեղադրելով այս արժեքը մնացած գումարում՝ ստանում ենք

$$N - N_g = \sum_{n_x, n_y, n_z \neq 0} \frac{1}{\exp[\beta\hbar(n_x\omega_x + n_y\omega_y + n_z\omega_z)] - 1}: \quad (20.4)$$

Գումարը հաշվելու համար $N \rightarrow \infty$ պայմանի առկայությանը օգտվում ենք գումարն ինտեգրալով փոխարինման մոտարկումից՝

$$N - N_g = \int_0^\infty \frac{dn_x dn_y dn_z}{\exp[\beta\hbar(n_x\omega_x + n_y\omega_y + n_z\omega_z)] - 1}: \quad (20.5)$$

$\beta \hbar n_i \omega_i = u_i$, $i = x, y, z$ նշանակման միջոցով ֆիզիկական պարամետրերն առանձնանում են, իսկ մնացած թվային ինտեգրալի համար հնարավոր է լինում ցույց տալ, որ հավասար է $\zeta(3) \approx 1.2$: Արդյունքում ունենում ենք

$$N - N_g = \zeta(3) \left(\frac{k_B T}{\hbar \omega_{\text{osc}}} \right)^3, \quad (20.6)$$

որտեղ $\omega_{\text{osc}} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ -ը օսցիլյատորի գծային հաճախությունների միջին երկրաչափականն է:

Ինչպես և ազատ գազի դեպքում էր, գրգռված էներգետիկ մակարդակների վրա գտնվող մասնիկների թիվը, ինչը ներկայանում է հավասարման աջ մասով, ջերմաստիճանի աճող ֆունկցիա է և որոշակի՝ T_c կրիտիկական ջերմաստիճանի համար հավասարվում է մասնիկների N ընդհանուր թվին: Այսինքն՝ $T \geq T_c$ ջերմաստիճանների համար հիմնական մակարդակի բնակեցվածությունը միկրոսկոպիկ է և կարող է արհամարհվել: Մակրոսկոպիկ՝ բոզոնային-ստիպողական բնակեցումն սկսվում է

$$T_c = \frac{\hbar \omega_{\text{osc}}}{k_B} \left(\frac{N}{\zeta(3)} \right)^{1/3} \quad (20.7)$$

ջերմաստիճանից: Այս արդյունքի համեմատումը համասեռ գազի համար ստացված (18.7) արդյունքի հետ ցույց է տալիս, որ գազի N/V միջին կոնցենտրացիայի դերն այստեղ կատարում է $N \omega_{\text{osc}}^3$ արտադրյալը: Ընդ որում՝ միջին կոնցենտրացիայից կախումն ավելի դանդաղ է, քան համասեռ գազի դեպքում: Փորձարարական-կիրառական տեսանկյունից կարևոր է, որ այս փոփոխության արդյունքում պարաբոլանման հորերում գերված

գազի կոնդենսացումն սկսվում է էապես, մինչև երկու կարգ ավելի բարձր ջերմաստճաններում: Հաշվարկները, օրինակ, հարմոնիկ պոտենցիալային հորում գերված 40000 ռուբիդիումի ատոմների համար, որտեղ էներգետիկ մակարդակների տարբերությունը մոտ 9 nK է, կրիտիկական ջերմաստիճանը բարձրանում է մինչև 300 nK.

Ուշադրություն դարձնենք այն փաստին, որ կոնդենսացման ջերմաստիճանը մեծապես գերազանցում է միջմակարդակային հեռավորությունը: Իսկ վերջինս կարող է ընկալվել որպես մասնիկների համընթաց շարժման մասշտաբային չափ: Ուրեմն բոլոր-ստատիստիկային ենթարկվող գազի ջերմաստիճանի նվազեցման ընթացքում կոնդենսացման երևույթի ի հատ գալը ամենին էլ չի առնչվում գազի մասնիկների համընթաց-ջերմային շարժումների բնական պակասեցմանը (Բոլցմանյան իմաստով): Այն մի ավելորդ անգամ ևս հավաստում է մասնիկների բոգոնային բնույթի մասին, համաձայն որի՝ մասնիկների բնակեցումը քվանտային որևէ վիճակում համեմատական է այդտեղ արդեն գտնվող մասնիկների թվին: Ջերմաստիճանն իջնելիս մասնիկների մի մասը գրգռված մակարդակներից իջնում են ավելի ցածր մակարդակներ: Քանի որ հիմնական մակարդակում ամենամեծ թվով մասնիկներն են, ապա նրան բաժին է ընկնում իջնող մասնիկների ամենամեծ բաժինը, ընդ որում՝ այդ համամասնությունը աստիճանաբար ուժեղանում է մասնիկների թվի մեծացմանը զուգընթաց: $T = T_c$ -ում այն արագանում է այնքան, որ ձեռք է բերում մակրոսկոպիկ բնույթ: Մասնիկների թվի վերջավոր լինելու պատճառով, այնուամենայնիվ, $T = T_c$ -ից հետո ներքև իջնող մասնիկների ընդհանուր թվի նվազումը դառնում է էական և աստիճանաբար նվազեցնում է հիմնական մակարդակ եկողների թիվը: Ջրոյին մոտ ջերմաստիճաններում

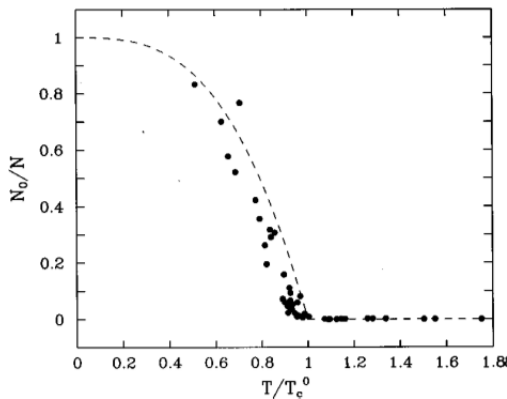
համարյա բոլոր մասնիկներն արդեն գտնվում են հիմնական մակարդակում:

Կոնդենսացման երևույթը կարող է, ինչպես և համառոտ դեպքում էր, դիտվել կոնցենտացիայի տեսանկյունից: (20.6)-ից անմիջականորեն հետևում է

$$\frac{N_g}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3, \quad (20.8)$$

ինչը (18.8)-ից տարբերակվում է ջերմաստճանային ավելի կտրուկ կախվածությամբ: Նկ. 20.1-ում բերված է ռուբիդիումի գազային կոնդենսատի ստացման առաջին փորձերից մեկում (Ensher et al, 1996) գերող պոտենցիալի հիմնական մակարդակը բնակեցնող ատոմների հարաբերական թվի կախումը ջերմաստիճանից (կրիտիկական ջերմաստիճանի միավորներով): $T = T_c$ -ի շուրջ օրինաչափության կտրուկ փոփոխությունն ակնհայտ է: Գծիկներով կորը ներկայացնում է (20.8) բանաձևը:

Նկատենք նաև, որ կոնդենսացված մասնիկները, երբ իջնում են հարմոնիկ պոտենցիալային հորի հիմնական էներգետիկ



Նկ. 20.1

մակարդակ, գրավում են մինիմալ տարածական տիրույթ, որի գծային չափերը տրվում են $r_{\text{osc}} = \sqrt{\hbar / M\omega_{\text{osc}}}$ մեծությամբ: Այն, որպես կանոն, մի քանի միկրոմետր է:

§ 21. Կոնդենսատի ալիքային ֆունկցիան

Ցածր ջերմաստիճաններում գազը կազմող մասնիկների դե Բրոյլի ալիքի երկարությունները մեծանում են և կրիտիկական ջերմաստիճանում սկսում վերածածկվել: Սրանից ուղղակի հետևում է, որ պոտենցիալային հորում գերված գազը կրիտիկականից ցածր ջերմաստիճաններում չի կարող դիտվել իդեալական, զուրկ միջմասնիկային փոխազդեցություններից: Փոխազդեցության վանողական բնույթի պայմաններում, օրինակ, կոնդենսացված գազի գծային չափերը գերազանցելու են օսցիլյատորական մակարդակի $r_{\text{osc}} = \sqrt{\hbar / M\omega_{\text{osc}}}$ չափերը: Որոշ փոփոխության ենթարկվելու է նաև կոնդենսացման ջերմաստիճանը: Կարևոր փաստը, այնուամենայնիվ, մնում է նույնը, որ կոնդենսացված ատոմները գրավում են միևնույն, մինիմալ էներգիայով էներգետիկ մակարդակը և դրանով իսկ ձեռք են բերում միևնույն ալիքային ֆունկցիան: Ձևավորվում է ֆունդամենտալ կարևորության արդյունք, որ առանձին ատոմների ստիպողաբար նույնը դարձող ալիքային ֆունկցիան ալիքային ֆունկցիա է ծառայում նաև ամբողջ կոնդենսատի համար: Ընդ որում՝ այդ ալիքային ֆունկցիայի տարածաժամանակային վարքում ներդրում են ունենալու գուցեև էական, միջմասնիկային փոխազդեցությունները՝ ի հաշիվ ալիքային ֆունկցիաների վերածածկման:

N-մասնիկանի համակարգի ալիքային ֆունկցիան նշանակենք $\Psi(\mathbf{r}, t)$,

$$\int |\Psi(\mathbf{r}, t)|^2 d^3\mathbf{r} = N, \quad (21.1)$$

Բացարձակ զրոյին հարող ջերմաստիճաններում համակարգի ալիքային ֆունկցիան բավարարում է

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2M} + U_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t) + g|\Psi(\mathbf{r}, t)|^2 \right) \Psi(\mathbf{r}, t) \quad (21.2)$$

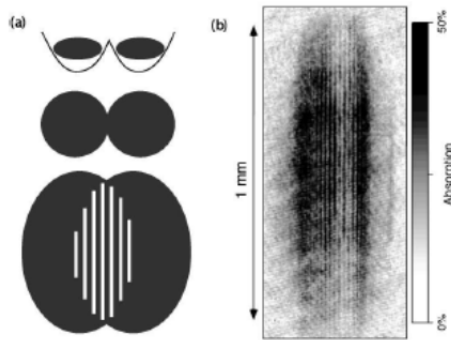
հավասարմանը: Այն նմանակում է Շրեդինգերի ժամանակային հավասարումը՝ ներառելով միջմասնիկային (տարածապես բաշխված մատերիական ալիքի՝ ինքն իրեն հետ) փոխազդեցության $g|\Psi(\mathbf{r}, t)|^2$ էներգիան: Այստեղ

$$g = \frac{4\pi \hbar^2 a}{M} \quad (21.3)$$

գործակիցը a ցրման երկարության միջոցով ներկայացնում է փոխազդեցության էֆեկտիվությունը: Եթե $a > 0$, ապա փոխազդեցությունը վանողական է, և կոնդենսատը պոտենցիալային հորում՝ կայուն, իսկ եթե $a < 0$, ապա փոխազդեցությունը ձգողական է, պատենցիալային հորում վիճակը՝ անկայուն:

(21.2)-ը հայտնի է որպես Գրոս-Պիտանսկու հավասարում: Երբեմն այն կոչում են Շրեդինգերի ոչ գծային հավասարում՝ նկատի ունենալով հավասարման ոչ գծային բնույթը փնտրվող ֆունկցիայի նկատմամբ: Հավասարումը, խիստ ասած, վերաբերում է $T = 0$ ջերմաստիճանի գազի, բայց շատ լավ նկարագրում է ոչ միայն հիմնական վիճակի ալիքային ֆունկցիան, այլև երևույթների շատ լայն դաս, ինչպիսիք են կոլեկտիվ զրգռմաները, ինտերֆերենցի հատկությունները, ձայնի տարածումը, քվանտային մրրիկները և գերող պոտենցիալի անջատելուց հետո գազի ազատ ընդարձակումը:

Նկարում պատկերված են տարանջատված երկու կոնդենստներ: Գերող կրկնակի պոտենցիալային հորի անջատումից հետո կոնդենստորի երկու մասերն ազատ ընկնում են և աստիճանաբար ընդարձակվում: Ինչպես տեսնում ենք, կոնդենստների վերածածկման տիրույթում ի հայտ են գալիս ինտերֆերենցիոն պատկերներ:



Նկ. 21.1

Կոնդենսատը գերող արտաքին պոտենցիալը, որպես կանոն, կախված չի լինում ժամանակից, $U_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t) = U_{\text{ext}}(\mathbf{r})$, այնպես որ հավասարման լուծումները հնարավոր է լինում փնտրել $\Psi(\mathbf{r}, t) = \Phi(\mathbf{r}) \exp(-i\mu t/\hbar)$ ժամանակային մասն առանձնացված տեսքով, որտեղ μ -ն քիմիական պոտենցիալն է, այսինքն՝ մեկ մասնիկ ավելանալիս համակարգի էներգիայի աճը: Անհայտ $\Phi(\mathbf{r})$ ֆունկցիայի համար ստանում ենք

$$\left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2M} + U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + g|\Phi(\mathbf{r})|^2 \right) \Phi(\mathbf{r}) = \mu \Phi(\mathbf{r}): \quad (21.4)$$

Քանի որ խոսքը համակարգի հիմնական վիճակի մասին է, ապա $\Phi(\mathbf{r})$ ֆունկցիան կարելի է համարել իրական: Մասնավորապես մասնիկների խտությունը՝ $n(\mathbf{r}) = \Phi^2(\mathbf{r})$:

Հետազոտողները հաճախ հարմար են գտնում փոխել ալիքային ֆունկցիայի նորմավորման պայմանը և հիմք ընդունելով կոնդենսատի միասնական կոհերենտ օբյեկտ լինելու փաստը՝ նորմավորումը ձևափոխել մեկի: Դրան հասնում են ակնհայտ

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \sqrt{N} \psi(\mathbf{r}, t), \quad \Phi(\mathbf{r}) = \sqrt{N} \varphi(\mathbf{r}) \quad (21.5)$$

նշանակումներով՝ մեկի նորմավորված ալիքային ֆունկցիաների համար գալով համապատասխանաբար ժամանակային և ստացիոնար

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2M} + U_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t) + N g |\psi(\mathbf{r}, t)|^2 \right) \psi(\mathbf{r}, t), \quad (21.6)$$

$$\left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2M} + U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + N g |\varphi(\mathbf{r})|^2 \right) \varphi(\mathbf{r}) = \mu \varphi(\mathbf{r}) \quad (21.7)$$

հավասարումների:

Փոխազդեցությամբ պայմանավորված անդամի և համապատասխանաբար քիմիական պոտենցիալի բովանդակությունները հստակեցնելու նպատակով գրենք Բոզե-Այնշտայնյան կոնդենսատի՝ որպես N -ի նորմավորված $\Phi(\mathbf{r})$ ալիքային ֆունկցիայով միասնական օբյեկտի ընդհանուր էներգիայի արտահայտությունը որպես ֆունկցիոնալ $\varphi(\mathbf{r}) = \Phi(\mathbf{r}) / \sqrt{N}$ -ից՝

$$\begin{aligned} \frac{E[\varphi]}{N} &= \int d^3\mathbf{r} \left(\frac{\hbar^2}{2M} |\nabla\varphi(\mathbf{r})|^2 + |\varphi(\mathbf{r})|^2 U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} N g |\varphi(\mathbf{r})|^4 \right) = \\ &= \frac{E_{\text{kin}}}{N} + \frac{E_{\text{ext}}}{N} + \frac{E_{\text{int}}}{N} \end{aligned} \quad (21.8)$$

E_{kin} -ը կինետիկ էներգիան է, ինչը կարող է մեկնաբանվել նաև որպես քվանտային ճնշում, E_{ext} -ը՝ գերող պոտենցիալային հորի առկայությամբ պայմանավորված պոտենցիալ էներգիան, E_{int} -ը՝ ատոմների միջև փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիան: Քիմիական պոտենցիալը ընկալելով որպես Լագրանժի բազմապատկիչ՝ պահանջվում է $F(\varphi) \equiv \frac{E[\varphi]}{N} - \mu \int d^3\mathbf{r} |\varphi(\mathbf{r})|^2$ ֆունկցիոնալի էքստեմումը՝ ըստ $\varphi^*(\mathbf{r})$ -ի վարիացիայի, այսինքն՝ $\delta F(\varphi)/\delta\varphi^*(\mathbf{r}) = 0$: Պարզ գործողությունների արդյունքում նորից գալիս ենք Գրոս-Պիտանսկու (21.7) ստացիոնար հավասարմանը: Այժմ բազմապատկենք այն ձախից $\varphi^*(\mathbf{r})$ -ով և ինտեգրենք ըստ ամբողջ տարածության: Քիմիական պոտենցիալի համար կստանանք

$$\mu = \frac{E_{\text{kin}}}{N} + \frac{E_{\text{ext}}}{N} + \int d^3\mathbf{r} N g |\varphi(\mathbf{r})|^4, \quad (21.9)$$

ինչի համեմատումը (21.8)-ի հետ ցույց է տալիս, որ

$$\frac{E[\varphi]}{N} = \mu - \frac{E_{\text{int}}}{N}, \quad (21.10)$$

այսինքն՝ մեկ մասնիկին բաժին ընկնող միջմասնիկային փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիան քիմիական պոտենցիալում կրկնակի է հաշվի առնվում:

§ 22. Կոնդենստոն ուղղանկյուն հորում: Կոհերենտության կամ վերականգնման երկարություն

Որպես (21.7) հավասարմամբ նկարագրվող կոնդենսատի ստացիոնար վիճակի պարզ օրինակ՝ դիտարկենք բավականին լայն միաչափ ուղղանկյուն պոտենցիալային հորի մոդելը: Ստացիոնար վիճակի ալիքային ֆունկցիայի համար հորի սահմաններում կունենանք $U_{\text{ext}}(z) = 0$ և համաձայն (21.7)-ի՝

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2}{dz^2} + N g \varphi^2(z) \right) \varphi(z) = \mu \varphi(z) \quad (22.1)$$

հավասարումը $z = 0$ ձախ եզրային կետում $\varphi(0) = 0$ եզրային պայմանով: (22.1)-ը բազմապատկենք $d\varphi(z)/dz$ ածանցյալով և ինտեգրենք $[0, z_0 \rightarrow \infty)$ սահմաններում:

Կգանք

$$-\frac{\hbar^2}{4M} \left(\frac{d\varphi(z)}{dz} \right)^2_{z=z_0} + \frac{N g}{4} \varphi^4(z_0) - \frac{\mu}{2} \varphi^2(z_0) = C \quad (22.2)$$

հավասարման, որտեղ C -ն ինտեգրման հաստատունն է: Քանի որ խոսքը վերաբերում է կոնդենսատի հիմնական էներգետիկ մակարդակին, որի ալիքային ֆունկցիան չի օսցիլացվում, ապա պետք է սպասել, որ մեծ Z -երի համար $\varphi(Z)$ -ը շատ թույլ է կախված Z -ից, և կարելի է ընդունել $(d\varphi(z)/dz)_{z=z_0} \approx 0$: Կոնդենսատի մասնիկների ասիմպտոտիկ խտությունը նշանակելով n_0 , ինտեգրման հաստատունի կամար կունենանք

$$C = \frac{N g}{4} n_0^2 - \frac{\mu}{2} n_0: \quad (22.3)$$

Այստեղ մտնող μ քիմիական պոտենցիալի արժեքը որոշելու համար դիմենք (22.1)-ին՝ նորից մեծ Z -երի սահմանում: $\varphi(Z)$ -ի դանդաղությունից հետևում է նաև երկրորդ ածանցյալի զրոյականությունը՝ $(d^2\varphi(Z)/dz^2)_{Z=Z_0} \approx 0$, որի արդյունքում ստանում ենք $\mu = Nn_0g$ և համապատասխանաբար

$$C = -\frac{N}{4}n_0^2g = -\frac{\mu}{4}n_0: \quad (22.4)$$

Տեղադրելով μ -ն և C -ն (22.2)-ում՝ գրված կամայական Z -ի համար ստանում ենք

$$\frac{d\varphi(z)}{dz} = \pm \frac{\sqrt{MNg}}{\hbar} n_0 \left(1 - \frac{\varphi^2(z)}{n_0} \right) \quad (22.5)$$

տեսքերը, որոնք արդեն հեշտորեն ինտեգրվում են՝ տալով

$$\varphi(z) = \pm \sqrt{n_0} \tanh\left(\frac{z}{\xi}\right), \quad (22.6)$$

որտեղ

$$\xi = \frac{\hbar}{\sqrt{MgNn_0}} \quad (22.7)$$

և կոչվում է կոհերենտության կամ վերականգնման երկարություն: Հարկ է հիշել, որ $\varphi(Z)$ -ն և n_0 -ն միամասնիկ նորմավորման ալիքային ֆունկցիան և կոնցենտրացիան են: Ամբողջ կոնդենստի համար դրանք կլինեն համապատասխանաբար

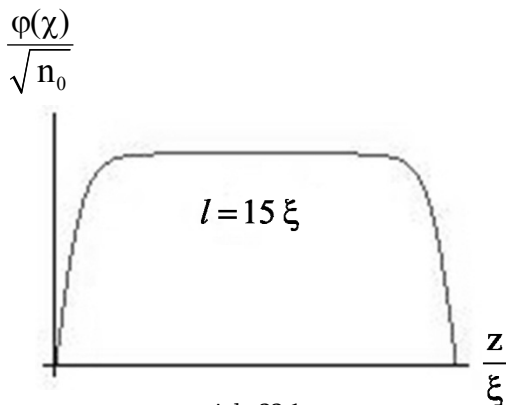
$$\Phi(z) = \sqrt{N} \varphi(z) \text{ և } n_{\text{cond}} = Nn_0:$$

Քննարկման ընթացքում մենք համարեցինք, որ պոտենցիալային պատը առկա է ձախից՝ $z=0$ կետում: Եթե կոնդենստը սահմանափակված է նաև աջից, $z=l$ կետում տեղակայ-

ված պոտենցիալային պատով, ապա Z_0 -ի տակ հասկանալով պոտենցիալային հորի $z = l/2$ միջնակետը՝ կունենանք խնդրի

$$\varphi(z) = \sqrt{n_0} \left[\tanh\left(\frac{z}{\xi}\right) \theta\left(\frac{1}{2} - z\right) - \tanh\left(\frac{l/2 - z}{\xi}\right) \theta\left(z - \frac{1}{2}\right) \right] \quad (22.8)$$

լուծումը: Գրաֆիկը ներկայացված է Նկ. 22.1-ում:



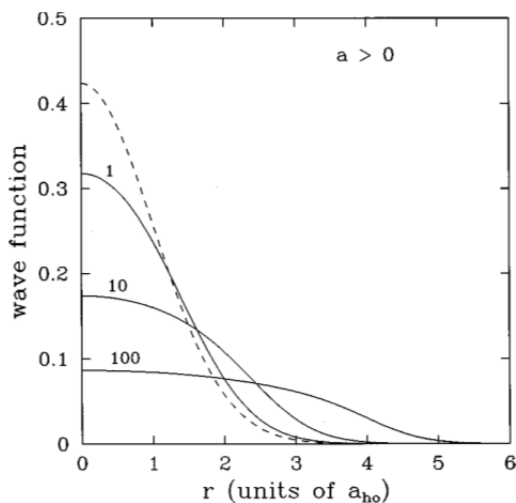
Նկ. 22.1

Պատերի առկայությունը ճնշում է կոնդենսատի խտությունը, ինչը մոտենում է իր «հոծ միջավայրի» արժեքին ξ բնութագրական երկարության վրա: Հասկանալի է որ նման պարամետրով կրնութագրվի նաև լոկալ խտոտրումների շուրջ ալիքային ֆունկցիայի վերականգնումը միջավայրային արժեքներին:

Ուշադրություն դարձնենք կորի տեսքին: Այն էապես տարբերվում է չփոխազդող մասնիկների համար հայտնի կես պարբերության սինուսոիդի տեսքից: Պատճառը, իհարկե, նրանում է, որ վանվելով իրարից՝ մասնիկները ձգտում են հնարավորինս հավասարաչափ տեղաբաշխվել տարածության մեջ:

§ 23. Կոնդենսատը հարմոնիկ պոտենցիալային հորում

Այժմ ինքնափոխազդող կոնդենսատի ստացիոնար վիճակները դիտարկենք անհամասեռ գերող պոտենցիալի դեպքում՝ ելնելով հարմոնիկ պոտենցիալի օրինակից: Այն նկարագրվում է Գրոս-Պիտանսկու ոչ գծային (21.7) հավասարումով, որտեղ $U_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ եռաչափ պոտենցիալ էներգիան տրվում է (20.1) արտահայտությամբ: Հավասարման լուծումներն ստացվել են թվային մեթոդներով, և որոշ արդյունքներ (ըստ F. Dalfovo, S. Giorgini, L.P. Pitaevski, and S. Stringari, Rev. Mod. Phys. **71**, n. 3, 463-512 (1999)-ի) ռուբիդիումի գոլորշիների համար բերված են Նկ. 23.1-ում:



Նկ. 23.1

Գերող պոտենցիալն ընտրված է սֆերիկ սիմետրիկ: Գծիկներով կորը վերաբերում է չփոխազդող ատոմների ենթադրությանը, իսկ հոծ գծերը՝ Na/a_{ho} պարամետրի 1, 10, 100 արժեք-

ներին: Նկարում $\mathbf{r}$ շառավիղը նորմավորված է հարմոնիկ օսցիլյատորի հիմնական մակարդակի a_{ho} էֆեկտիվ լայնությամբ, իսկ ալիքային ֆունկցիան՝ նորմավորված է 1-ի: Ինչպես և ուղղանկյուն հորում, միջատոմական վանդությունը հարթեցնում է կոնդենսատի խտությունը՝ սկսելով հորի կենտրոնական տիրույթից:

Վիրիալի թեորեմը Գրոս-Պիտանսկու հավասարման համար: Ելնելով հավասարման $\Phi(\mathbf{r})$ լուծումից՝ մտցվում է

$$\Phi_{\lambda}(\mathbf{r}) = \lambda^{3/2} \Phi(\lambda \mathbf{r}) \quad (23.1)$$

օժանդակ ալիքային ֆունկցիա, որի դիմացի $\lambda^{3/2}$ աստիճանն ապահովում է մեկի նորմավորում նաև $\Phi_{\lambda}(\mathbf{r})$ -ի համար՝ $\int d^3\mathbf{r} |\Phi_{\lambda}(\mathbf{r})|^2 = 1$: Այժմ հաշվենք համակարգի միջին կինետիկ, պոտենցիալ և փոխազդեցության էներգիաները՝ ելնելով օժանդակ (23.1) ֆունկցիայից:

$$\frac{E_{kin}(\lambda)}{N} = -\frac{\hbar^2}{2M} \langle \Phi_{\lambda} | \nabla^2 | \Phi_{\lambda} \rangle = -\frac{\hbar^2}{2M} \lambda^3 \int d^3\mathbf{r} \Phi^*(\lambda \mathbf{r}) \nabla^2 \Phi(\lambda \mathbf{r}) = , \quad (23.2)$$

$$= \lambda^2 \frac{E_{kin}}{N}$$

$$\frac{E_{ext}(\lambda)}{N} = \frac{1}{2} M \omega^2 \lambda^3 \int d^3\mathbf{r} \Phi^*(\lambda \mathbf{r}) r^2 \Phi(\lambda \mathbf{r}) = \frac{1}{\lambda^2} \frac{E_{ext}}{N}, \quad (23.3)$$

$$\frac{E_{int}(\lambda)}{N} = \frac{1}{2} N g \lambda^6 \int d^3\mathbf{r} |\Phi(\mathbf{r})|^4 = \lambda^3 \frac{E_{int}}{N}, \quad (23.4)$$

որտեղ, ինչպես և (21.8)-ում, E_{kin} , E_{ext} , E_{int} -ը ամբողջ կոնդենսատի կինետիկ, արտաքին հարմոնիկ դաշտում պոտենցիալ և միջմասնիկային փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիաներն են համապատասխանաբար: Հակիրճության համար հարմոնիկ պոտենցիալը ենթադրված է նաև սֆերիկ սիմետրիկ:

Քանի որ կոնդենսատի հիմնական վիճակը ներկայանում է $\Phi_\lambda(\mathbf{r})$ -ի $\lambda = 1$ արժեքով, և այն, ըստ λ -ի, միանիմում է, ապա $E(\lambda) = E_{\text{kin}}(\lambda) + E_{\text{ext}}(\lambda) + E_{\text{int}}(\lambda)$ «լրիվ էներգիայի» ածանցյալը $\lambda = 1$ կետում պետք է հավասար լինի զրոյի: (23.2)- (23.4)-ի աջ մասերի տեղադրումով ստանում ենք

$$2E_{\text{kin}} - 2E_{\text{ext}} + 3E_{\text{int}} = 0, \quad (23.5)$$

ինչը հարմոնիկ պոտենցիալային հորում հիմնական վիճակում գտնվող կոնդենսատի համար վիրիալի թեորեմն է:

Թոմաս-Ֆերմիի մոտավորությունը: (23.2)- (23.4)-ում առկա ինտեգրալ արտահայտությունները թույլ են տալիս քննարկել մասնիկների թվի մեծացումից միավոր մասնիկին բաժին ընկնող բոլոր երեք էներգիաների վարքը ($\lambda = 1$): Ինչպես տեսանք Նկ. 23.1-ում, N -ի մեծացումը զուգակցվում է $\Phi(\mathbf{r})$ -ի հարթեցմամբ: Հետևաբար կինետիկ էներգիայի միջինը՝ որպես ալիքային ֆունկցիայից գործակցի ճշտությամբ երկրորդ կարգի ածանցյալով հաշվվող մեծություն, նվազում է: Հարմոնիկ պոտենցիալի դեպքում ալիքային ֆունկցիայի հարթեցման արդյունքում ալիքային ֆունկցիան ընդլայնվում է դեպի մեծ $\mathbf{r}$ -երի տիրույթ, որի արդյունքում մեծ $\mathbf{r}$ -երի ներդրման աճն ավելի կարևոր է դառնում, քան փոքր $\mathbf{r}$ -երի ներդրման նվազումը: Արտաքին դաշտում պոտենցիալ էներգիան աճում է: Միջմասնիկային փոխազդեցության էներգիան աճում է ոչ միայն ինտեգրալի, այլև դիմացի համեմատականության գործակցի հաշվին: Ուրեմն պոտենցիալ էներգիաների աճի պայմաններում կինետիկ էներգիան շարունակաբար նվազում է և բավականին մեծ N -ի դեպքում ամբողջովին կարող է դուրս թողնվել քննարկումից: Մա հայտնի է որպես Թոմաս-Ֆերմիի մոտավորություն:

Վիրիալի թեորեմից այս մոտավորությամբ ուղղակի հետևում է $2E_{\text{ext}} = 3E_{\text{int}}$ կապը: Միաժամանակ դժվար չէ պոտենցիալ էներգիաներն արտահայտել քիմիական պոտենցիալի միջոցով՝ օգտվելով դրա համար Գրոս-Պիտանսկու (21.7) հավասարումից, դրանում բաց թողնելով կինետիկ էներգիայի օպերատորը: Ստանում ենք

$$\frac{E_{\text{ext}}}{N} + 2 \frac{E_{\text{int}}}{N} = \mu$$

և ապա՝

$$\frac{E_{\text{ext}}}{N} = \frac{3}{7}\mu, \quad \frac{E_{\text{int}}}{N} = \frac{2}{7}\mu : \quad (23.6)$$

Վերադառնանք (21.7) Գրոս-Պիտանսկու հավասարմանը: Թոմաս-Ֆերմիի մոտավորությամբ այն դառնում է հանրահաշվական հավասարում և տալիս

$$n(\mathbf{r}) = |\varphi(\mathbf{r})|^2 = \frac{\mu - U_{\text{ext}}(\mathbf{r})}{Ng}, \quad (23.7)$$

եթե $U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) < \mu$, և տալիս $n(\mathbf{r}) = 0$, եթե $U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) > \mu$: Գերող պոտենցիալում կոնդենստի խտությունը Թոմաս-Ֆերմիի մոտավորությամբ առավելագույնն է հորի կենտրոնում, աստիճանաբար՝ ըստ պոտենցիալի փոփոխման օրինաչափության, նվազում է դեպի եզրերը և դառնում է զրո այնպիսի $\mathbf{r}_0$ կետում, որտեղ պոտենցիալը հավասարվում է քիմիական պոտենցիալի արժեքին՝ $U_{\text{ext}}(\mathbf{r}_0) = \frac{1}{2}M\omega^2 r_0^2 = \mu$: Թոմաս-Ֆերմիի մոտավոր

ությամբ, այսինքն՝ մեծ կոնցենտրացիաների սահմանում, երբ միջատոմական փոխազդեցությունները կատարում են կարևոր դեր, կոնդենստի խտության բաշխումը կրկնում է գերող պոտենցիալի տարածական բաշխումը: Սա, ի տարբերություն

իդեալական գազի կոնդենսատի, որի տարածական բաշխումն ունենում է գաուսյան բաշխման տեսք: Եվ վերջինը՝ կոնդենսատի սփռման սահմանը որոշող քիչ վերևում գրված կապի միջոցով քիմիական պոտենցիալի արժեքը, և համապատասխանաբար r_0 սահմանը որոշվում են ալիքային ֆունկցիայի նորմավորման $\int_0^{r_0} |\varphi(\mathbf{r})|^2 d^3\mathbf{r} = 1$ պայմանով: Պարզ հաշվարկների արդյունքում ստանում ենք

$$\mu = \frac{1}{2^{9/5}} \left(\frac{5Ng}{\pi} \right)^{2/5} (M\omega^2)^{3/5} \quad \text{և} \quad r_0 = \left(\frac{15Ng}{4\pi M\omega^2} \right)^{1/5} : \quad (23.8)$$

Հավելենք նաև, որ ասիմետրիկ պոտենցիալային հորերի դեպքում օսցիլյատորի տատանումների ω հաճախությունը փոխարինվում է դեկարտյան առանցքներով հաճախությունների միջին երկրաչափականով:

§ 24. Կոնդենսատի քվանտային թունելացումը կրկնակի պոտենցիալային հորում. Ինքնագերման երևույթը

Քննարկենք կոնդենսատի ժամանակային վարքը կրկնակի, ընդհանուր դեպքում ոչ սիմետրիկ, պոտենցիալային հորում: Ինքնաչփոխազդող մոտավորությամբ խնդրի լուծումը լավ հայտնի է քվանտային մեխանիկայի ստանդարտ դասընթացներից: Պոտենցիալային հորերից մեկում նախապես կենտրոնացված ալիքային ֆունկցիան հետագայում ներդաշնակ օսցիլացվում է հորերի միջև: Դրանք կոչվում են նաև Ջոսեֆսոնյան օսցիլյացիաներ: Օսցիլյացիաների հաճախությունը հակադարձ համեմատական է պոտենցիալային հորերը տարանջատող պոտենցիալային արգելքի թունելացման արագությանը: Այսինքն՝

ինչքան մեծ է պոտենցիալային արգելքը, այնքան դանդաղ է տեղի ունենում ալիքային ֆունկցիայի արտահոսքը մի հորից մյուսը և համապատասխանաբար՝ տատանումները հորերի միջև: Հորերն այնքան ավելի մեկուսացված են իրարից, և հորերից յուրաքանչյուրի համար կարող է ընդունելի լինել «առանձնացված հոր» հասկացությունը:

Ինքնափոխազդող կոնդենսատի էվոյուցիան նկարագրելու համար կարող ենք դիմել Գրոս-Պիտանսկու (21.6) հավասարմանը: Հորերի միջև թույլ կապի (դանդաղ թունելացման) մոտավորությամբ կարող ենք սահմանափակվել հորում երկու, մեկ սիմետրիկ և մեկ անտիսիմետրիկ, վիճակների հաշվառմամբ: Այն թույլ է տալիս խնդրի $\Psi(\mathbf{r}, t)$ լուծումը փնտրել

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = c_1(t)\phi_1(\mathbf{r}) + c_2(t)\phi_2(\mathbf{r}) \quad (24.1)$$

մոտավոր տեսքով, որտեղ $\phi_1(\mathbf{r})$ -ը կրկնակի հորում կոնդենսատի երկու ներքևի էներգետիկ մակարդակների ալիքային ֆունկցիաների նորմավորված գումարն է՝ կենտրոնացված առաջին պոտենցիալային հորում, իսկ $\phi_2(\mathbf{r})$ -ը դրանց տարբերությունն է կենտրոնացված երկրորդ պոտենցիալային հորում: Տեղադրելով (24.1)-ը (21.6)-ում և օգտվելով $\phi_1(\mathbf{r})$ -ի և $\phi_2(\mathbf{r})$ -ի օրթոգոնալությունից՝ $c_1(t)$ և $c_2(t)$ հավանականային ամպլիտուդների համար գալիս ենք

$$i\hbar \frac{\partial c_1(t)}{\partial t} = \left(E_1^0 + NU_1 |c_1(t)|^2 \right) c_1(t) - K c_2(t), \quad (24.2)$$

$$i\hbar \frac{\partial c_2(t)}{\partial t} = \left(E_2^0 + NU_2 |c_2(t)|^2 \right) c_2(t) - K c_1(t) \quad (24.3)$$

ոչ գծային հավասարումների համակարգի, որտեղ

$$E_{1,2}^0 = \int \left(\frac{\hbar^2}{2M} |\nabla \phi_{1,2}(\mathbf{r})|^2 + U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) |\phi_{1,2}(\mathbf{r})|^2 \right) d^3\mathbf{r} \quad (24.4)$$

$\phi_1(\mathbf{r})$ և $\phi_2(\mathbf{r})$ վիճակներում կոնդենսատի մեկ մասնիկի բաժին ընկնող էներգիան է առանց միջմասնիկային փոխազդեցության, իսկ

$$U_{1,2} = g \int |\phi_{1,2}(\mathbf{r})|^4 d^3\mathbf{r} \quad (24.5)$$

ինքնազդեցության էներգիան է: Իսկ հավասարումները կապող

$$K = - \int \left(\frac{\hbar^2}{2M} (\nabla \phi_1(\mathbf{r}) \nabla \phi_2(\mathbf{r})) + \phi_1(\mathbf{r}) U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) \phi_2(\mathbf{r}) \right) d^3\mathbf{r} \quad (24.6)$$

հաստատունը կարող է մեկնաբանվել որպես ալիքային ֆունկցիաների վերաձածկմանը բաժին ընկնող էներգիա:

Այժմ հավանականային ամպլիտուդներում առանձնացնենք մոդուլները և փուլերը՝ $c_{1,2}(t) = |c_{1,2}(t)| e^{i\theta_{1,2}(t)}$, և որպես անհայտ ֆունկցիաներ՝ ընդունենք հորերի հարաբերական բնակեցվածությունների

$$Z(t) = |c_1(t)|^2 - |c_2(t)|^2 \quad (24.7)$$

և փուլերի

$$\Theta(t) = \theta_2(t) - \theta_1(t) \quad (24.8)$$

տարբերությունները: Հավասարումների (24.2), (24.3) համակարգը վերջիններիս համար ընդունում է

$$\dot{Z}(\tau) = -\sqrt{1 - Z^2(\tau)} \sin[\Theta(\tau)], \quad (24.9)$$

$$\dot{\Theta}(\tau) = \Delta E + \Lambda Z(\tau) + \frac{Z(\tau)}{\sqrt{1 - Z^2(\tau)}} \cos[\Theta(\tau)] \quad (24.10)$$

տեսքը, որում մտցված են հետևյալ նշանակումները՝

$$\Delta E = \frac{(E_1^0 - E_2^0)}{2K} + \frac{U_1 - U_2}{4N} N, \quad \Lambda = \frac{UN}{2K},$$

$$U = \frac{U_1 + U_2}{2} : \quad (24.11)$$

Հիշենք, որ թունելացման փոքր արագությունները կարող են մեկնաբանվել որպես քվազիդասական իրավիճակ: Այդ դեպքում, նաև համաձայն քվանտային մեխանիկայի, Համիլտոնի ֆորմալիզմի հետ ունեցած անալոգիայի $Z(t)$ և $\Theta(t)$ մեծությունները կարող են ներկայանալ որպես կանոնիկ իմպուլս և կանոնիկ կոորդինատ՝ բավարարելով

$$\dot{Z}(\tau) = -\frac{\partial H}{\partial \Theta}, \quad \dot{\Theta}(\tau) = \frac{\partial H}{\partial Z} \quad (24.12)$$

Համիլտոնի հավասարումների: Հավասարումների համապատասխանությունն ընտրելիս ելնում ենք նրանից, որ ալիքային ֆունկցիայի փուլի (փուլերի տարբերության) ածանցյալը որոշում է իմպուլսը (արագությունը):

(24.12)-ի նույնականացումը (24.9) և (24.10)-ի հետ թույլ է տալիս ստանալ համիլտոնյանի համար հետևյալ տեսքը՝

$$H = \frac{\Lambda Z^2}{2} + \Delta E Z - \sqrt{1 - Z^2} \cos \Theta : \quad (24.13)$$

Լինելով շարժման ինտեգրալ՝ այն ժամանակի ընթացքում մնում է հաստատուն:

Միմետրիկ հորի դեպքը: Եթե կրկնակի պոտենցիալային հորը սիմետրիկ է, ապա $\Delta E = 0$, և էվոլյուցիան նկարագրվում է (24.9) և

$$\dot{\Theta}(\tau) = \Lambda Z(\tau) + \frac{Z(\tau)}{\sqrt{1 - Z^2(\tau)}} \cos[\Theta(\tau)] \quad (24.14)$$

հավասարումներով և

$$H_0 = \frac{\Lambda Z(0)^2}{2} - \sqrt{1 - Z(0)^2} \cos \Theta(0), \quad (24.15)$$

էներգիայով: Քննարկենք կոնդենսատի ստացիոնար վիճակները, երբ անփոփոխ են ինչպես հորերում բնեցվածությունները, այնպես էլ քվանտային փուլերը: Ինքնաշփոխագոյող դեպքում, ինչպես և պետք էր սպասել, հնարավոր լուծումները ենթադրում են բնակեցվածության հավասար բաշխում երկու հորերի միջև, $Z = 0$, և համապատասխանաբար սիմետրիկ ու անտիսիմետրիկ ալիքային ֆունկցիաներով: Սիմետրիկի համար $\Theta = 2n\pi$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) և $E_{\text{sym}} = -1$ ՝ համաձայն (24.15)-ի:

Անտիսիմետրիկի համար $\Theta = (2n + 1)\pi$ և $E_{\text{anti}} = 1$:

Ինքնափոխագոյեցության առկայությունը էապես փոխում է իրավիճակը: Ի հայտ է գալիս նոր լուծման հնարավորություն, ընդ որում՝ հորերի համար ոչ հավասար բնակեցվածություններով: Համաձայն (24.9), (24.14) և (24.10)-ի՝ այդ լուծումն է

$$\Theta_{\text{NL}} = (2n + 1)\pi, \quad Z_{\text{NL}} = \pm \sqrt{1 - \frac{1}{\Lambda^2}}, \quad E_{\text{NL}} = \frac{1}{2} \left(\Lambda + \frac{1}{\Lambda} \right), \quad (24.16)$$

և ունի շեմային բնույթ: Այն ենթադրում է $\Lambda = \frac{UN}{2K} > 1$ պայման,

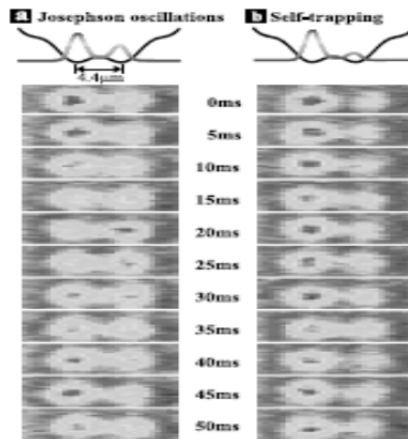
այսինքն՝ ինքնափոխագոյեցության $UN/2$ էներգիայի գերազանցում թունելացման K կինետիկ էներգիայի նկատմամբ: Բավականաչափ ուժեղ ինքնափոխագոյող կոնդենսատը ինքնագերվում է հորերից նրանում, որտեղ այն կենտրոնացված էր ժամանակի սկզբնապահին (24.16)-ին բավարարող պայմաններով:

Եթե սկզբնապահին ինքնագերման (24.16) պայմանները բավարարված չեն, ապա առաջանում են բնակեցվածությունների տատանումներ: Դրանք պարբերական են և հիշեցնում են

Ջոզֆսոնյան օսցիլյացիաները, եթե հորերի բնակեցվածությունները մոտ են իրար: Ինքնագերման երևույթը իրականանում է (ուղեկցված սկզբնականի նկատմամբ փոքր տատանումներով), եթե հորերից մեկի բնակեցվածությունը մեծապես գերազանցում է մյուսի բնակեցվածությանը:

Նկ. 24.1-ում բերված են ինքնագերման երևույթի դիտման առաջին փորձարարական դիտման արդյունքները, որտեղ օգտագործված է հենց հիշյալ առանձնահատկությունը:

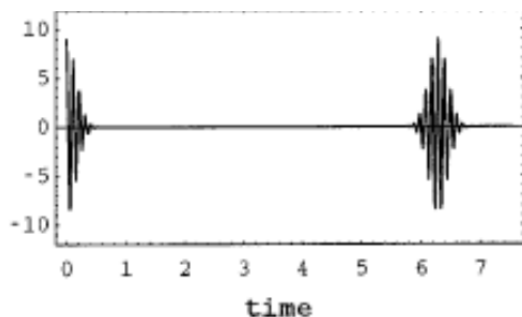
Ինքնագերման երևույթի ֆիզիկական մեկնաբանությունը կարող է տրվել հորերում ստացիոնար վիճակների՝ մասնիկների թվից ունեցած կախվածության միջոցով:



Նկ. 24.1

Պատկերն ամբողջական ունենալու տեսանկյունից հարկ է նաև ավելացնել, որ ինքնագերման վերջնական ձևավորմամբ արդյունքն իրականում հետևանք է տեսության քվադիկլասիկ, համիլտոնյան դինամիկայի մոտավորության: Խնդրի հետևողական քվանտամեխանիկական քննարկումը կոհերենտության

բացարձակ պահպանմամբ ցույց է տալիս երկու հորերի միջև փոքրացող լայնությունը համաչափ տատանումների առկայություն մինչև բնակեցվածությունների հավասարեցում և այդ հավասարեցված վիճակի երկարաժամկետ պահպանվում: Ասում ենք՝ տեղի է ունենում վիճակի կոլապս (collapse): Վերջինս, սակայն, չի հանդիսանում ստացիոնար վիճակ, քանզի տատանումները համարյա անփոփոխ օրինաչափությամբ վերականգնվում են, ինչպես դա երևում է Նկ. 24.2-ից: Տեղի է ունենում տատանումների վերածնունդ (revival): Կոլապսի և վերածնման երևույթը տարբեր ատոմների թվերով վիճակների վերադրման արդյունք է և հաճախ է հանդիպում մեծ թվով ազատության աստիճան ունեցող քվանտային համակարգերում:



Նկ. 24.2

Ինչ վերաբերում է ինքնագերման երևույթին այս պայմաններում, ապա այն առնչվում է առաջին տատանման սկզբնական ժամանակահատվածին:

§ 25. Քվանտային մրրիկներ կոնդենսատում

Գերհոսելիությունը քվանտային կոհերենտության առավել ցայտուն դրսևորումներից է և ունի մի շարք առանձնահատկություններ: Մակրոսկոպիկ մարմիններում այն ընթանում է մածուցիկության բացակայությամբ, իներցիայի մոմենտի կրճատումով, կայուն հոսքերի և կոլեկտիվ գրգռումների ի հայտ գալով և այլն: Գերհոսելիության ի հայտ գալը բնական է առնչել Բոզե-Այնշտայնյան կոնդենսացման վիճակի ձևավորմանը: Գերված սառը քվանտային գազերի դեպքում կոհերենտության ինքնադրսևորումները, իհարկե, որոշ չափով տարբերվում են մակրոսկոպիկ հոծ միջավայրերի դեպքից: Ինտերֆերենցիոն պատկերների առաջացումը երկու կոնդենսատների վերածածկման արդյունքում արդեն բերվել է § 21-ում: Կոնդենսատի կոհերենտության և/կամ գերհոսելիության կարևոր հատկությունը ցուցանող մյուս երևույթներից են քվանտային մրրիկները և իներցիայի մոմենտի կրճատումը, որոնց հետ փորձենք ծանոթանալ մի փոքր ավելի մանրամասն:

Թող կոնդենսատը գտնվում է Z առանցքի նկատմամբ սիմետրիկ պոտենցիալային հորում տատանումների համապատասխանաբար $\omega_{\perp}$ և ω_z հաճախություններով: Որևէ ստացիոնար վիճակի ալիքային ֆունկցիան այդպիսի հորում կարող է գրվել

$$\Phi(\mathbf{r}) = \phi(r_{\perp}, z) \exp(i m \varphi) \quad (25.1)$$

տեսքով, ուր $\phi(r_{\perp}, z)$ -ը ալիքային ֆունկցիայի մոդուլն է՝ $\phi(r_{\perp}, z) = \sqrt{n(r_{\perp}, z)}$, φ -ն ազիմուտալ անկյունն է սիմետրիայի Z առանցքի շուրջ, իսկ $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ -ն ամբողջ թիվ է և կոչվում է գալարումների թիվ (winding number): Դասական մեխա-

նիկայի հետ քվանտային մեխանիկայի տարած զուգահեռը հիդրոդինամիկ սահմանում թույլ է տալիս վերականգնել միջավայրի տարրի համար արագության հասկացությունը՝ սահմանելով այն որպես ալիքային ֆունկցիայի α փուլի գրադիենտ համապատասխան համեմատականության գործակցով՝

$$\mathbf{v} = \frac{\hbar}{M} \nabla \alpha, \quad (24.2)$$

որտեղ գրադիենտի օպերատորը գլանային համակարգում տրվում է

$$\nabla = \mathbf{e}_r \frac{\partial}{\partial r_\perp} + \mathbf{e}_z \frac{\partial}{\partial z} + \mathbf{e}_\phi \frac{1}{r_\perp} \frac{\partial}{\partial \phi} \quad (25.3)$$

բանաձևով: Նկատի ունենալով, որ քննարկվող դեպքում $\alpha = m\phi$ փուլը կախված է միայն ϕ ազիմուտալ անկյունից, ապա ուղղակի տեղադրման արդյունքում արագության համար (ազիմուտով ուղղված) ստանում ենք

$$\mathbf{v} = \frac{\hbar}{Mr_\perp} \mathbf{m}, \quad (25.4)$$

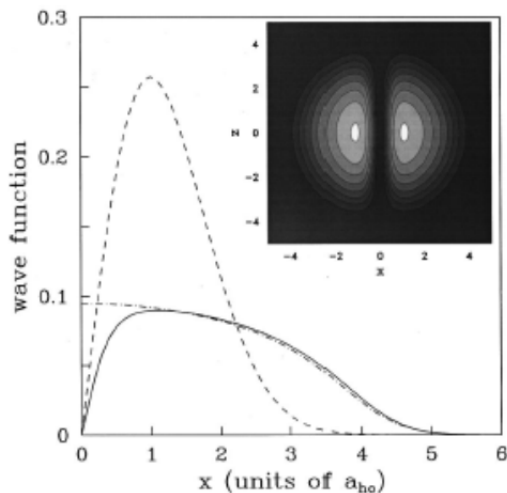
ինչը խիստ արտահայտված դիֆերենցիալ պտույտ է: Միմետրիայի առանցքին մոտենալիս այն տարամիտում է, իսկ արագության ցիրկուլացիան կամայական փակ կոնտուրով վերջավոր է՝

$$\Gamma = \oint \mathbf{v} \cdot d\mathbf{l} = \frac{2\pi\hbar}{M} m: \quad (25.5)$$

Ալիքային ֆունկցիայի $\phi(r_\perp, z)$ ամպլիտուդի հավասարումն ստացվում է Գրոս-Պիտանսկու (21.7) հավասարումից (25.1)-ի տեղադրումով.

$$\left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2M} + \frac{M}{2}(\omega_{\perp}^2 r_{\perp}^2 + \omega_z^2 z^2) + \frac{\hbar^2 m^2}{2Mr_{\perp}^2} + Ng|\phi(r_{\perp}, z)|^2 \right) \phi(r_{\perp}, z) = \mu \phi(r_{\perp}, z) \quad (25.6)$$

Ինչպես և պետք էր սպասել, պտտվող նյութի առկայությունը բերում է կենտրոնախույս էներգիայի անդամի, ինչը աստիճաններին ձգտում է հեռացնել պտույտի Z առանցքից: Դրանից մասնավորապես $m \neq 0$ լուծումներն առանցքի վրա զրոյանում են: Նկ. 25.1-ը իրավիճակը լուսաբանում է գրաֆիկորեն, ինքնափոխազդող և ինքնաշփոխազդող գազերի դեպքերում: Կորերը ներկայացնում են ալիքային ֆունկցիայի մոդուլի, ասել է՝



Նկ. 25.1

կոնցենտրացիայի քառակուսի արմատի կախումը սիմետրիայի առանցքին ուղղահայաց դեկարտյան կոորդինատներից մեկից: Հոծ գիծը համապատասխանում է ինքնափոխազդող, գծիկներով՝ ինքնաշփոխազդող կոնդենստին միավոր քվանտային մրրիկի ($m = 1$) դեպքում: Կետագիծը ներկայացնում է

չպատվող ($m = 0$) կոնդենսատը: Ներդիրը ներկայացնում է խտության բաշխումը սիմետրիայի առանցքով անցնող հատույթներից մեկով՝ լուսավորվածության չափը համեմատական կոնդենսատի խտությանը համամասնությամբ:

§ 26. Ատոմական ինտերֆերոմետրեր

Ինտերֆերոմետրերի աշխատանքի հիմքում ընկած է երկու (և ավելի) ալիքների ինտերֆերենցիոն պատկերի վրա հետաքրքրություն ներկայացնող ֆիզիկական մեծության ազդեցության չափումը: Ինտերֆերոմետրերի բարձր զգայնությունը պայմանավորված է նրանով, որ արտաքին ազդակների ազդեցությունը ալիքների փուլերի վրա, ըստ էության, էներգիայի ծախս չի պահանջում այն դեպքում, երբ ամպլիտուդների փոփոխությունը միշտ ենթադրում է զգալի հզորությունների կիրառում: Ամեն մի փոքր բան ամպլիտուդների վրա ունեցած ազդեցությամբ չես նկատի: Մատերիայի ալիքային հատկությունների կանխատեսումից հետո բնական էր նաև նյութական մասնիկների ինտերֆերենցի վրա գործող ինտերֆերոմետրեր ունենալու ցանկությունը, այսպես կոչված՝ «մատերիայի ալիքների ինտերֆերոմետրեր» (matter wave interferometers): Հաջողակ թեկնածուներից կարող էին լինել էլեկտրոնային ինտերֆերոմետրերը, սակայն էլեկտրական լիցքի առկայությունը դրանց դարձնում է հեշտորեն խոցելի մեր շրջապատում մշտապես առկա և անվերահսկելի փոփոխվող, այսպես կոչված՝ «թափառող» էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի կողմից: Հարկավոր են էլեկտրաչեզոք մասնիկներ: Առաջին հաջողությունները կապված են նեյտրոնային ինտերֆերոմետրերի հետ, որոնք հաջողությամբ

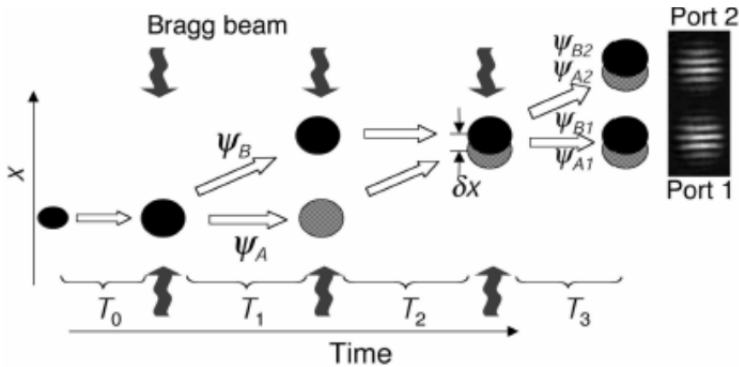
օգտագործվում են նաև ներկայումս: Դրանք, այնուամենայնիվ, թանկարժեք են, մեծածավալ, և կիրառությունների միայն որոշակի սանդղակ են լրացնում, ճիշտ է՝ զգայնության բարձր աստիճանով:

Ատոմական ինտերֆերոմետրերը սպասարկման անհամեմատ լայն դաշտ ունեն: Դրանք գործում են մասնավորապես իներցիոն և գրավիտացիոն երևույթների հետազոտման համար, որոնք դուրս են օպտիկական և նեյտրոնային ինտերֆերոմետրերի հնարավորություններից: Սկզբունքային առավելություններից է նաև ատոմներում ներքին մեծաթիվ ստացիոնար վիճակների առկայությունը:

Ատոմական ինտերֆերոմետրի աշխատանքն ապահովելու համար հարկ է ունենալ կոհերենտ ատոմների աղբյուր: Կոհերենտության բարձր աստիճանի հետ կարևորվում է նաև ատոմների հոսքի մեծությունը փնջում: Առավել մեծ հոսք ապահովում են ատոմների ջերմային աղբյուրները (մինչև 10^{14} ատոմ/վ): Ատոմական գոլորշիների լազերային սառեցված աղբյուրներում հոսքերը 10^9 ատոմ/վ-ի կարգի են, իսկ կոնդենսատ աղբյուրների մոտ դրանք նվազում են ևս երեք կարգով: Կախված ինտերֆերոմետրերի կառուցվածքից՝ կարևորվում են նաև այլ պարամետրեր, ինչպիսիք են ինտերֆերոմետրով անցման ժամանակը, փնջի տարամիտման անկյունը փնջի ճեղքիչում, գրանցման էֆեկտիվությունը և այլն: Կոնդենսատորային աղբյուրները, օրինակ, շահեկանորեն առանձնանում են ատոմական իմպուլսների շատ փոքր անորոշություններով: Կարևոր է նաև նկատի ունենալ, որ ատոմական ինտերֆերոմետրերը գործում են միամասնիկ ինտերֆերենցի սկզբունքի վրա, այսինքն՝ ինտերֆերենցիոն պատկերն առաջանում է յուրաքանչյուր ա-

ռանձին ատոմի ալիքային ֆունկցիայի ճեղքման և վերամիավորման արդյունքում:

Ատոմական ինտերֆերոմետրի աշխատանքի սկզբունքը, ըստ էության, նույնն է տարբեր կառուցվածք ունեցող ինտերֆերոմետրերի համար: Այնպես որ ներկայացնենք այն կոնդենստորային աղբյուրով բրեգյան տիպի ինտերֆերոմետրի օրինակի վրա (Նկ. 26.1), ատոմների երկմակարդակ փոխազդեցության սխեմայում: Ատոմական փունջը ստացվում է՝ ատոմական կոնդենսատը գերող պոտենցիալն ակնթարթորեն անջատելով, որից հետո այն օդահանված խողովակով ազատ անկում է կատարում: Բրեգյան ցրումը նախ ճեղքում է ատոմի ալիքային ֆունկցիան, ապա այն հավաքում գրանցման հարթությունում: Բրեգյան ցրումներն իրականացնելու համար օգտագործվում են



Նկ. 26.1

իրար դիմաց տարածվող երկու լուսային իմպուլսներ, որոնց անցման ժամանակը ինտերֆերոմետրով կարող է վերահսկվել իմպուլսների տևողությունների սահմաններում: Ազատ ընկնող կոնդենսատը ենթարկվում է երեք հաջորդական բրեգյան իմպուլսների ազդեցության: Առաջինը $\pi/2$ իմպուլս է, ինչը կոն-

դենսատը միախմպուլսային վիճակից անց է կացնում երկու հավասար հավանականային ամպլիտուդներով իմպուլսային վիճակների սուպերպոզիցիոն վիճակի, որոնցից առաջինը օժտված է լինում մինչ փոխազդեցությունն ունեցած իմպուլսով, իսկ մյուսը ստանում է երկֆոտոն հետհարվածի չափով իմպուլս լուսային հանդիպակաց ալիքների տարածման գծի, այսինքն՝ ազատ անկմանն ուղղահայաց ուղղությամբ: Արդյունքում կոնդենսատի ալիքային ֆունկցիայի կեսը շարունակում է ազատ անկումը ուղղաձիգի երկայնքով, իսկ մյուս կեսը, կատարելով դեպի կողք նետված մարմնի շարժում պարաբոլաձև հետագծով, աստիճանաբար կողային շեղվում է առաջինից: Նկարում դրանք նշանակված են համապատասխանաբար ψ_A և ψ_B :

Հանդիպակաց լուսային ալիքների երկրորդ զույգը ևս բրեգյան է, սական կրկնակի մեծ մակերեսով (π -իմպուլս): Այնպես որ կոնդենսատի երկու վիճակների իմպուլսներն էլ փոխվում են երկֆոտոն հետհարվածի չափով, հակառակ ուղղություններով, և կոնդենսատի ճեղքված և տարամիտող ալիքային ֆունկցիան դառնում է զուգամիտող: ψ_A և ψ_B -ի օրթոգոնալ վիճակներ լինելու հետևանքով զուգամիտող վիճակների պարզ վերածածկման արդյունքում ինտերֆերենցիոն պատկերներ առաջանալ չէր կարող: Դրա համար անհրաժեշտ է, որ կոնդենսատի վերածածկվող ալիքային ֆունկցիաներից առնվազն մեկում առկա լինեն և ψ_A և ψ_B վիճակներ: Ինտերֆերենցիոն պատկերի մոդուլյացիայի առավելագույն խորությունն ստացվում է, եթե երկուսն էլ գտնվում են հավասար հավանականային ամպլիտուդներով սուպերպոզիցիոն վիճակներում: Այն իրականացվում է՝ վերածածկման տիրույթը ճառագայթահարելով $\pi/2$ բրեգյան իմպուլսով: Որոշակի իմպուլսով վիճակներից յուրաքանչյուրը տրոհվում է երկու մասի և խառնվելով իրար՝ միաժամանակ

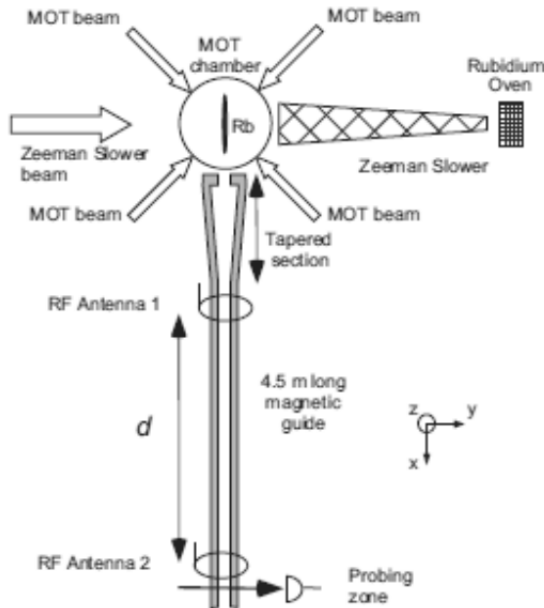
ինտերֆերենցում և հեռանում վերածածկման տիրույթից նախկին երկու ուղղություններով:

Եթե $T_2 = T_1$, ապա ինտերֆերոմետրը փակ է, $\delta x = 0$, և պատկերը համասեռ է: Ինտերֆերենցիոն պատկերը ստացվում է T_2 -ի փոփոխման արդյունքում, ընդ որում՝ T_2 -ի մեծացումը գուգակցվում է ինտերֆերենցիոն շերտերի ավելացմամբ: Ինտերֆերենցիոն պատկերն ամեն T_2 -ի, այսինքն՝ δx -ի համար լույս է հանում կոնդենսատի երկու մասերի փուլերի միջև հնարավոր տարբերությունը: Այսինքն՝ սույն ինտերֆերոմետրը չափում է կոնդենսատի կոհերենտության աստիճանը: Ի հավելումն սրան՝ հնարավոր է եղել գնահատելու միջատոմական վանողական փոխազդեցությունների ազդեցության հետևանքով կոնդենսատի ընդարձակման արագությունը:

§ 27. Ատոմական լազեր

Ատոմական լազերը կարելի է դիտել օպտիկական լազերի անալոգ, ինչը էլեկտրամագնիսական ալիքների փոխարեն ճառագայթում է մատերիայի ալիքներ՝ ալիքային հատկություններով օժտված ատոմներ: Ատոմական փունջը կարող է ֆոկուսացվել մինչև կետանման չափեր և կամ կոլիմացվել գուգահեռ փնջում մեծ հեռավորություններ տարածելու համար: Փունջը կոհերենտ է, ինչը նշանակում է, որ դրա մասերը կարող են ինտերֆերենցել միմյանց հետ: Ատոմական լազերները, ատոմների ջերմային աղբյուրների համեմատությամբ, ունակ են տալու էապես ավելի մեծ հոսքեր:

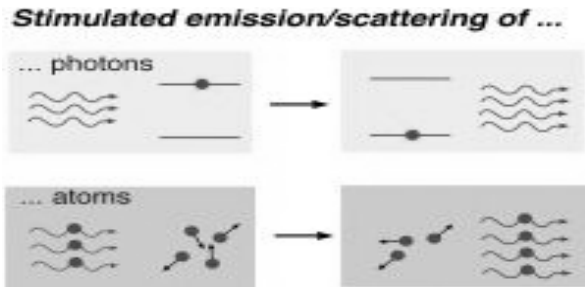
Ատոմական լազերի հիմնական բաղադրամասերն են մագնիսական թակարդը, այնտեղ պարփակված գերսառն ատոմների ջերմային ամպը և թակարդից ատոմների ելքն ապահովող ռադիոհաճախային իմպուլսը (Նկ. 27.1):



Նկ. 27.1

Առանձնացված մոդան ատոմական լազերում Բոզե-Այնշտայնյան կոնդենսատ վիճակն է, որտեղ ատոմները ստիպողական անցումներ են կատարում բոզոնային բնույթի պատճառով: Վերջինս պայմանավորված է նրանով, որ N ատոմների առկայությունը կոնդենսատ վիճակում համեմատականության օրենքով մեծացնում է հավանականությունը, որ ցրման արդյունքում ատոմը կհայտնվի կոնդենսատ վիճակում:

Պրոցեսը սխեմատիկորեն պատկերված է 27.2 նկարի ստորին մասում:

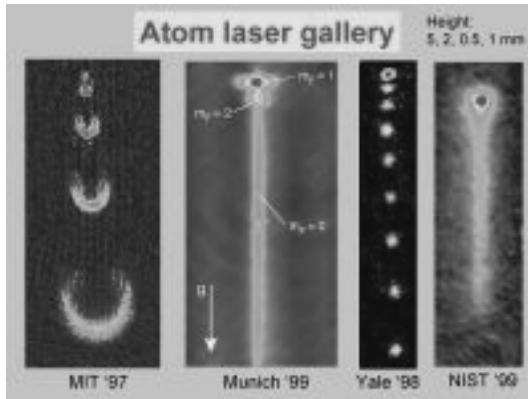


Նկ. 27.2

Համեմատության համար բերված է նաև օպտիկական լազերում լույսի ինտենսիվության (ֆոտոնների թվի) ավելացման պրոցեսը: Ուժեղացումը, որ ստիպողաբար կոնդենսատ եկող ատոմների թիվը գերազանցի ինքնաբերաբար կոնդենսատից մեծաթիվ ջերմային վիճակներ անցնող ատոմների թվին, պահանջում է անհավասարակշիռ վիճակի առկայություն կոնդենսատում որոշ կրիտիկական կամ ավելի թվով ատոմների գոյությամբ: Պահանջը իրականացվում է գոլորշիացմամբ սառեցման էտապով, դոպլերյան և սիզիֆուզյան սառեցումներից հետո:

Ի տարբերություն օպտիկական լազերների, որոնք սկզբունքորեն կարող են գործել նաև մեկից ավելի հաճախությունների վրա, ատոմական լազերը գործում է բացառապես մեկ՝ կոնդենսատ մոդի վրա: Ատոմական լազերը կարող է գործել անընդհատ և իմպուլսային ռեժիմներում: Նկար 27.3-ում բերված են ատոմական լազերների պատկերներ աշխատանքի ընթացքում, երկու իմպուլսային և երկու անընդհատ: Ներքևի տողում բերված են իրականացնող կազմակերպությունների հակիրճ անվանումները և ատոմական լազերների պատրաստման թվերը: Հավելենք, որ մագնիսական թակարդից դուրս գա-

լուց հետո ատոմական փնջում միջատոմական փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիան ընդարձակման արդյունքում վերածվում է ատոմների կինետիկ էներգիայի:



Նկ. 27.3

Ատոմական լազերները գտել են մի շարք կիրառություններ և միտում ունեն ընդարձակելու դրանք: Դրանք են ատոմական ժամացույցները (տե՛ս հաջորդ պարագրաֆը), ատոմական օպտիկան, ֆունդամենտալ հաստատունների ճշգրիտ չափումները, ֆունդամենտալ սիմետրիաների ստուգումը, ատոմական լիտոգրաֆիան, ավելի ընդհանուր՝ նանոտեխնոլոգիան:

§ 28. Սառը ատոմական ժամացույց

Երկար ժամանակ ժամանակային ստանդարտը կվարցային օսցիլյատորներից հետո հենվել է ատոմական փնջերի միկրոալիքային սպեկտրոսկոպիայի վրա: Հիմնական սահմանափակումներն այստեղ գալիս էին սպեկտրոսկոպիկ գծերի լայնա-

ցումից՝ պայմանավորված Դոպլերի էֆեկտով, միջատոմական փոխազդեցություններով և ռադիոհաճախային արտաքին դաշտի հետ փոխազդեցության վերջավոր ժամանակով: Այս դժվարությունները ճնշելու համար Զախարիասը առաջարկեց հաճախային ստանդարտի ցայտադրության գործողության սկզբունքը, ինչը հետագայում առաջինն իրականացվեց Կասսիչի և Չուի խմբի կողմից:



Զերոլդ Զախարիաս



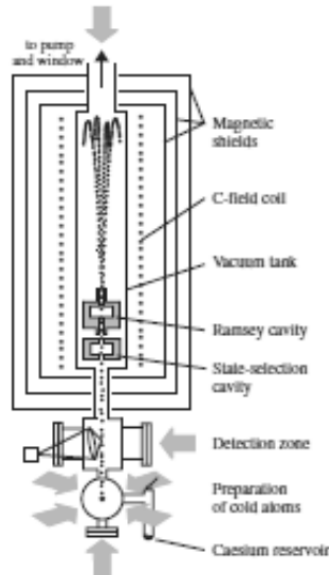
Մարկ Կասսիչ



Սթիվեն Չու

Մեծ թվով աշխատանքների և փորձերի արդյունքում տեխնիկան կատարելագործվեց, և սկսած ուշ 1990-ականներից՝ որոշ ցայտադրության հենքով ատոմական ժամացույցներ գործում են որպես «նախնական» ժամացույցներ: Նկ. 28.1-ում բերված է Միացյալ Թագավորության National Physical Laboratory-ում 2011-ին պատրաստված ատոմական ժամացույցի սխեմատիկ պատկերը: Այն բաղկացած է չորս՝ մագնիսաօպտիկական թակարդ, վիճակի ընտրանք (state-selection), հարցման (interrogation) և գրանցումների համակարգերից: Հաճախությունը որոշելու սարքի հարաբերական սխալը գնահատվում է $3.7 \cdot 10^{-16}$:

Մագնիսաօպտիկական պոտենցիալային հորի և լազերային ճառագայթների համապատասխան ընտրությամբ (օպտիկական ձուրթի կոնֆիգուրացիա պլուս ենթահետհարվածային սառեցում) ցեզիումի ջերմային ամպը գերվում և մի քանի տասնյակ միլի վայրկյանում սառեցվում է մինչև մի քանի միկրոկելվին ջերմաստիճաններ:



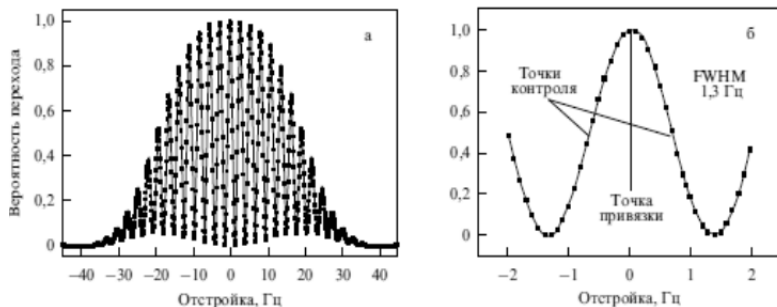
Նկ. 28.1

Մագնիսական թակարդ ատոմները գալիս են սենյակային ջերմաստիճաններին մոտ ջերմաստիճաններում պահվող ռեզերվուարից, այնպես որ սառեցման բջիջում ցեզիումի ատոմների պարզիալ ճնշումը լինի 10^{-6} Պա կարգի: Արդյունքում ամրապնդում ունենում է մի քանի միլիմետր տրամագիծ և մոտ 10 միլիոն ատոմներ: Ձևավորվում է մի քանի մմ/վրկ միջին ջերմային արագություն: Ատոմական ամպը վեր է շարժվում լազերային ճառագայթի կողմից ազդող օպտիկական ուժի միջոցով:

Նետման արագություններն ընտրվում են այնպես, որ ատոմները հասնեն մոտ մեկ մետր բարձրության՝ բալիստիկ թռիչքի վիճակում մնալով մոտ $T_0 \approx 1$ վրկ:

Հաջորդ կարևոր հանգույցը Ռամսիի ռադիոհաճախային ռեզոնատորն է (Ramsy cavity), որի միջով ատոմներն անցնում են երկու անգամ՝ մի անգամ բարձրանալիս և մյուս անգամ իջնելիս: Մինչ ռեզոնատոր մտնելը ատոմական ամպը ենթարկվում է միկրոալիքային և լուսային իմպուլսների ազդեցության, ինչը աշխատանքային փնջի համար տարանջատում է մագնիսական միայն մեկ ենթամակարդակի վրա գտնվող ատոմներին: Ռեզոնատորային դաշտի հետ երկու փոխազդեցություններից հետո ատոմը գտնվում է արդեն երկու՝ մեկը հին, մյուսը՝ նոր մագնիսական ենթամակարդակների սուպերպոզիցիոն վիճակում: Երկրորդ անգամ ռեզոնատորով անցնելուց հետո ատոմները գրանցվում են մագնիսաօպտիկական թակարդից վեր տեղակայված դետեկտման գոտում, որտեղ վերահսկվում են երկու ենթամակարդակների վրա էլ առկա բնակեցվածությունները: Ատոմական ցայտադրյուրի աշխատանքային ցիկլը տևում է մոտ 1 վրկ և պարբերաբար կրկնվում է: Ներքևի նկարում պատկերված է ցայտադրյուրի փորձարարական ինտերֆերենցիոն պատկերը, որտեղ տեղադրված է երկրորդ մագնիսական ենթամակարդակ անցման հավանականության կախումը ռեզոնատորական դաշտի և մագնիսական ենթամակարդակների միջև անցման հաճախային ապալարքից (տե՛ս (4.1), (4.2) բանաձևերը): Ինտերֆերենցի պիկերի լայնությունները որոշվում են փոխազդեցության (ռեզենատորի երկու հաջորդական անցումների միջև) T_0 ժամանակով: Աջակողմյան գրաֆիկում պատկերված է ձախակողմյան պատկերի կենտրոնական տեղամասը, որի լրիվ լայնությունը կիսաբարձրության վրա (Full Width

on Half Maximum) 1.3 Հց է: Բարձր ճշտության կվարցային ժամացույցին կցումը տեղի է ունենում այդ կենտրոնական մաքսիմումի կիսաբարձրության երկու կետերով:



Նկ. 28.2

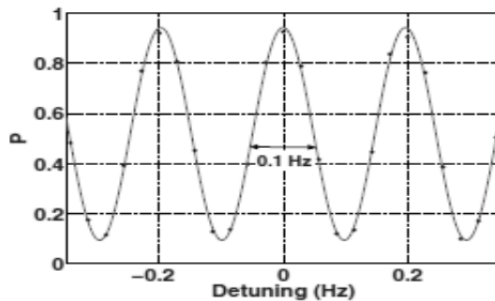
Կարիք կա նաև տեղափոխելի ատոմական ժամացույցների (ասենք հեռահաղորդակցության սարքերում), որոնք մեծ չափերի պատճառով չեն կարող աշխատել ցայտաղբյուրային սխեմայի հենքի վրա: Այս դեպքում բնական է օգտագործել գերված ատոմներ: Գերող թակարդը հաղթահարում է ծանրության ուժը և արգելակում ջերմային ընդարձակումը և դարձնում փոխադրեցության (հարցման) ժամանակն անկախ սարքի չափերից: Թակարդներում ատոմների պահման ժամանակները կազմում են մի քանի վայրկյանից մինչև բոլորեք: Դա նշանակում է, որ գերված ատոմների ժամացույցները հնարավորություն ունեն մեկ առանձին մոտեցմամբ չափելու էներգետիկ մակարդակների հեռավորություններ՝ մինչև միլիվայրկյաններ ճշտությամբ: Վերջինս իր հերթին թույլ է տալիս շատ մեծ ճշտությամբ չափել տարաբնույթ ֆիզիկական մեծություններ, ասենք էլեկտրամագնիսական դաշտեր, արագացումներ և պոտանալ հաճախություններ: Ներքևի աղյուսակում, որպես օրինակ, բերված է այդպիսի

ատոմական չիփերից մեկի (R. Szmuk, V. Dugrain, W. Maineult, J. Reichel and P. Rosenbusch, Stability of a trapped-atom clock on a chip, **92**, 012106 (2015)) աշխատանքային ցիկլերից մեկը ներառող հիմնական գործառնությունների հաջորդականությունը:

TABLE I. Timing sequence of one experimental cycle. The total cycle time is 16 s.

Operation	Duration
MOT	6.85 s
Compressed MOT	20 ms
Optical molasses	5 ms
Optical pumping	1 ms
Magnetic trapping and compression	230 ms
RF evaporation	3 s
Magnetic decompression	700 ms
First Ramsey pulse	77.65 ms
Ramsey time	5 s
Second Ramsey pulse	77.65 ms
Time of flight ($ 1\rangle$, $ 2\rangle$)	(5.5, 8.5) ms
Detection	20 μ s

Ռամսիի ինտերֆերենցիոն պատկերի կենտրոնական տեղամասը ներկայացված է հաջորդ նկարում: Ինչպես տեսնում ենք, կենտրոնական պիկի կիսալայնությունը կազմում է 0.1 Հց, ինչն ավելի քան մեկ կարգով փոքր է, քան նախորդ նկարում ցայտաղբյուրային ատոմական ժամացույցի համար էր:



Նկ. 28.2

Ատոմական ժամացույցները հանվում են նաև բաց երկրամերձ տարածություն: Միաժամանակ պահանջներ են ներկայացվում բարձրացնելու դրանց ճշտության սահմանները և փոքրացնելու չափերը: Օրինակ՝ վերջին տարիներին օրբիտա հանված SHM կոչվող սարքի հաճախային անկայունությունը կազմում է 1.5×10^{-15} ինտեգրման 10 000 վրկ հետո: Այս ոլորտում կիրառական նպատակները ներառում են ընդհանուր հարաբերականության տեսությունը, գրավիտացիոն կարմիր շեղումը, ֆունդամենտալ հաստատունների հնարավոր ժամանակային փոփոխությունները և այլն:

ՕԳՏԱԳՈՐԾՎԱԾ ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿ

1. Albiez M., Gati R., Folling J., Hunsmann S., Cristiani M., Oberthaler M. K., Direct Observation of Tunneling and Nonlinear Self-Trapping in a Single Bosonic Josephson Junction, *Phys. Rev. Lett.* 95, n.1, 010402 (2005).
2. Aspect A., Dalibard J., Heidmann A., Salomon C., Cohen-Tannoudji C., Cooling atoms with stimulated emission, *Phys. Rev. Lett.* 57, n.14, 1688-1691 (1986).
3. Bjorkholm J. E., Freeman R. R., Resonance-radiation pressure on atoms: New perspectives, *Comments Atom. Mol. Phys.* 10, n. 1, 31-38 (1980).
4. Bloch I., Hänsch T.W., Esslinger T., Atom Laser with a cw Output Coupler, *Phys. Rev. Lett.* 82, n. 15, 3008-3011 (1999).
5. Bongs K., Sengstock K., Physics with coherent matter waves, *Rep. Prog. Phys.* 67, n. 6, 907-963 (2004).
6. Chu S., Hollberg L., Bjorkholm J. E., Cable A., Ashkin A., Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure, *Phys. Rev. Lett.* 55, n.1, 48-53 (1985).
7. Cohen-Tannoudji C., Dalibard J., Manipulating atoms with photons. Laboratoire Kastler Brossel and College de France, Paris, France (1998).
8. Dalfovo F., Giorgini S., Pitaevski L. P., Stringari S., Theory of BEC in trapped gases, *Rev. Mod. Phys.* 71, n.3, 463-512 (1999).
9. Dalibard J., Cohen Tannoudji C., Dressed atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited, *J. Opt. Soc. Am. B* 2, n.11, 1707-1720 (1985).
10. Dalibard J., Cohen-Tannoudji C., Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models, *J. Opt. Soc. Am. B* 6, n.11, 2023-2045 (1989).
11. Han Pu. Lecture Notes: Modern Atomic Physics, Departement of Physics and Astronomy, Rice University, 2004.
12. Колачевский Н. Н., Лабораторные методы поиска дрейфа постоянной тонкой структуры, *Успехи Физических Наук*, 174, н. 11, с. 1171-1190 (2004).
13. Kuang L.-M., Ouyang Z.-W., Macroscopic quantum self-trapping and atomic tunneling in two-species Bose-Einstein condensates, *Phys. Rev. A*, 61, n.2, 023604 (2000).
14. Le Bellac M., Mortessagne F., Batrouni G. G., Equilibrium and non-equilibrium statistical thermodynamics, Cambridge, University press, 2010.

15. Peng W., Tang B., Yang W., Zhou L., Wang J., Zhan M., Cold atoms and precision measurements, *Annual Review of Cold Atoms and Molecules*, Volume 1, Chapter 13, 473-515 (2012).
16. Phillips W. D., Prodan J. V., *Coherence and quantum optics V*, New York, London, 1984, pp. 15-22.
17. Raghavan S., Smerzi A., Fantoni S., Shenoy S. R., Coherent oscillations between two weakly coupled Bose-Einstein condensates: Josephson effects, π oscillations, and macroscopic quantum self-trapping, *Phys. Rev. A* 59, n. 1, 620-633 (1999).
18. Salomon C., Dalibard J., Phillips W. D., Clairon A., Guellati S., Laser cooling of cesium atoms below 3 μ K, *Europhys. Lett.* 12, n. 8, 683-688 (1990).
19. Simsarian J. E., Denschlag J., Edwards M., Clark C. W., Deng L., Hagley E. W., Helmerson K., Rolston S. L., Phillips W. D., Imaging the phase of an evolving Bose-Einstein condensate wave function, *Phys. Rev. Lett.* 85, n. 10, 2040-2043 (2000).
20. Szmuk R., Dugrain V., Maineult W., Reichel J., Rosenbusch P., Stability of a trapped-atom clock on a chip, *Phys. Rev. A*, 92, n.1, 012106 (2015).
21. Wynands R., Weyers S., Atomic fountain clocks, *Metrologia* 42, n. 3, S64-S79 (2005).

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ԳԼՈՒԽ I

ԱՏՈՍԻ ՆԵՐՔԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐՆ ԻՆՏԵՆՍԻՎ

ԼՈՒՍԱՅԻՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ	3
§ 1. Ատոմի ներքին վիճակը լուսային ալիքի դաշտում	3
§ 2. Ատոմն ինտենսիվ մոնոքրոմատիկ ալիքի դաշտում: Երկմակարդակ ատոմ և պտտվող ալիքի մոտավորություն	7
§ 3. Լուծումների աղիաբատիկ մեկնաբանությունը	11
§ 4. Երկմակարդակ ատոմի վարքը փոխազդեցության ակնթարթային միացման դեպքում: Օպտիկական անցումների Ռաբիի հաճախություն	19
§ 5. Հարթ էլեկտրամագնիսական ալիքի բևեռացումը	23
§ 6. Էլեկտրական դիպոլային անցումներ բևեռացված լույսի դաշտում	28
§ 7. Սպոնտան ճառագայթում	34

ԳԼՈՒԽ II

ԼՈՒՍԱՅԻՆ ՃՆՇՄԱՆ ՈՒԺԵՐ	43
§ 8. Զանգվածների կենտրոնի շարժման հավասարումը	43
§ 9. Լույսի գրադիենտային ուժը: Դիաբատիկ ռեժիմ	48
§ 10. Լույսի սպոնտան ճնշման ուժը	55

ԳԼՈՒԽ III

ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՍԱՌԵՑՈՒՄ	64
§ 11. Դոպլերյան սառեցում	64
§ 12. Դոպլերյան սառեցման սահմանը	69
§ 13. Փոխազդեցության օրինաչափությունները ստիպողական սառեցման մեխանիզմում	76
§ 14. Ստիպողական սառեցում: Սիզիֆուզի էֆեկտը	83
§ 15. Բևեռացման գրադիենտը սիզիֆուզյան սառեցման սխեմայում	91

§ 16. Բնեռացման գրադիենտի սիզիֆուզյան սառեցում	96
§ 17. Գոլորշիացմամբ սառեցում.....	105
ԳԼՈՒԽ IV.	
ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՍԱՌԵՑՄԱՆ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ:	
ԲՈԶԵ-ԱՅՆՇՏԱՅՆՅԱՆ ԿՈՆԴԵՆՍԱՏ.....	110
§ 18. Ազատ իդեալական գազի Բոզե-Այնշտայնյան կոնդենսատ	110
§ 19. Ազատ իդեալական կոնդենսատի թերմոդինամիկան	118
§ 20. Իդեալական գազի կոնդենսատը հարմոնիկ պոտենցիալային հորում	122
§ 21. Կոնդենսատի ալիքային ֆունկցիան	127
§ 22. Կոնդենսատն ուղղանկյուն հորում: Կոհերենտության կամ վերականգնման երկարություն	132
§ 23. Կոնդենսատը հարմոնիկ պոտենցիալային հորում.....	135
§ 24. Կոնդենսատի քվանտային թունելացումը կրկնակի պոտենցիալային հորում. Ինքնազերման երևույթը.....	139
§ 25. Քվանտային մրրիկներ կոնդենսատում.....	146
§ 26. Ատոմական ինտերֆերոմետրեր	149
§ 27. Ատոմական լազեր.....	153
ՕԳՏԱԳՈՐԾՎԱԾ ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿ	163

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

**ԱՏՈՄ ԺՈՐԱՅԻ ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ
ԳԵՎՈՐԳ ԱՏՈՄԻ ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ**

**ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՄԱՌԵՑՈՒՄ
ԵՎ ԲՈԶԵ-ԱՅՆՇՏԱՅՆՅԱՆ
ԿՈՆԴԵՆՍԱՏ**

Համակարգչային ձևավորումը՝ Կ. Չալաբյանի
Կազմի ձևավորումը՝ Ա. Պատվականյանի
Հրատ. խմբագրումը՝ Մ. Հովհաննիսյանի

Տպագրված է «Գևորգ-Հրայր» ՍՊԸ-ում:
Ք. Երևան, Գրիգոր Լուսավորչի 6

Ստորագրված է տպագրության՝ 29.03.2018:
Չափսը՝ 60x84 ¹/₁₆: Տպ. մամուլը՝ 10,5:
Տպաքանակը՝ 100:

ԵՊՀ հրատարակչություն
ք. Երևան, 0025, Ալեք Մանուկյան 1
www.publishing.am