

M.M. PƏNAHOV, R.Ə. KƏRƏMƏLİYEV

KVANT
ELEKTRONİKASININ
ƏSASLARI

*Ali məktəblər üçün
dərslük*

*Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirinin
27 iyun 2003-cü il tarixli 626 sayılı əmri ilə
təsdiq edilmişdir*

Bakı - 2003

Kitaba rəy verənlər: Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru,
professor Ə.Ş.Abdinov

530

x P42

Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru,
professor Z.H.Tağiyev

Elmi redaktor: Fizika-riyaziyyat elmləri doktoru,
professor A.H.Kazımzadə

Kitab ali məktəblərin müvafiq ixtisasları üzrə təhsil alan tələbələr üçün nəzərdə tutulmuşdur. Ondan mühəndis, magistr, elmi işçi və müəllimlər də istifadə edə bilər.

ISBN-5-87459-155-9

© “Əbilov, Zeynalov və oğulları” 2003

© R. Kərəməliyev

ÖN SÖZ

Müasir fizikanın nisbətən cavan və ən sürətlə inkişaf edən sahələrindən biri kvant elektronikasındır. Bu sahənin əsasını kvant sistemlərinin məcburi şüalanması ideyası təşkil edir. Kvant elektronikasının ən böyük nailiyyəti lazerlərin yaradılmasıdır.

1917-ci ildə A.Eynşteyn elektromaqnit dalğalarının kvant sistemləri ilə qarşılıqlı təsirini araşdıraraq göstərmişdir ki, bu qarşılıqlı təsirdə üç proses—spontan (özbaşına) şüalanma, məcburi şüalanma və udulma baş verir.

Bütün kvant gücləndiricilərinin və generatorlarının iş prinsipinin əsasını qeyri-tarazlıq halında olan sistemdə məcburi şüalanma vasitəsilə elektromaqnit rəqslərinin güclənməsi təşkil edir. Lakin praktikada bu ideyanı həyata keçirtmək o qədər də asan olmamışdır. İlk mazer 1954-cü lazer isə 1960-cı ildə yaradılmışdır. Mazer və lazer sözləri çox yaxın mənalı olub, birincisi mikrodalğaların, ikincisi isə işığın məcburi şüalanma vasitəsilə gücləndirilməsi mənasını verir. Lazer sözü ingiliscə light amplification by stimulated emission of radiation sözlərinin baş hərflərindən (laser) əmələ gəlmişdir.

Hal-hazırda mövcud olan lazerlər spektrin çox geniş diapazonunu (infraqırmızıdan rentgen şüalanmasına qədər) əhatə edir. Lazerlər elm və texnikada çox geniş tətbiq

olunur. Lazerlərin kəşfindən sonra optika keyfiyyətə yeni səviyyəyə qalxmışdır. Məlum olmuşdur ki, lazer şüalanması maddənin optik xarakteristikalarını qeyri-xətti şəkildə dəyişdirir. Güclü koherent şüalanmanın maddələrlə qarşılıqlı təsirinin nəticəsində çoxlu sayda yeni qeyri-optik effektlər müşahidə olunmuşdur.

Kitab üç fəsildən ibarətdir: I. Kvant elektronikasının fiziki əsasları; II. Lazerlər; III. Qeyri-xətti optik hadisələr.

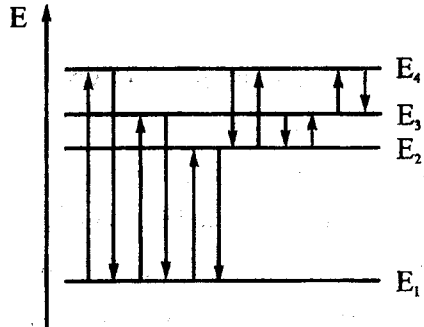
Birinci fəsildə kvant elektronikasının əsas anlayışları və prinsipləri verilmişdir. İkinci fəsildə praktikada işlədilən əsas lazerlərin iş prinsipi izah olunmuşdur. Üçüncü fəsildə güclü şüalanmanın maddə ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində yaranan qeyri-xətti optik effektlər haqqında məlumat verilmişdir. Kitab Bakı Dövlət Universitetinin bakalavr pilləsində fiziki elektronika və fizika istiqamətlərində tədris olunan "Kvant elektronikas" fənninin proqramına uyğun yazılmışdır.

KVANT ELEKTRONİKASININ FİZİKİ ƏSASLARI

§ 1.1. Enerji səviyyələri və spektrlər

Kvant mexanikəsindən məlumdur ki, atom sistemləri yalnız stasionar hallarda dayanıqlı ola bilər. Həmin hallarda atom sisteminin ala biləcəyi enerjilərin ardıcılığı (enerji səviyyələri) sistemin enerji spektrini təşkil edir. Atom sisteminin enerjisinin dəyişməsi yalnız onun bir stasionar haldan digər

hala sıçrayışı (bir enerji səviyyəsindən digərinə keçidi) nəticəsində baş verir. Enerjinin saxlanması qanununa görə atom sistemi bir enerji səviyyəsindən digərinə keçdikdə həmin sistem enerjini udur və yaxud şüalandırır. Hər hansı



Şəkil 1.1. Enerji səviyyələri diaqramı, udulma və şüalanma keçidləri.

aşağı enerji səviyyəsindən yuxarı səviyyələrə keçidi zamanı sistemin enerjisi artır, yəni kvantlar udulur. İxtiyari yuxarı enerji səviyyəsindən aşağı səviyyələrə keçid nəticəsində sistemin enerjisi azalır, yəni kvantlar şüalanır. Atom sisteminin E_n stasionar halından E_m stasionar halına

keçidi nəticəsində baş verən elektromaqnit şüalanmasının tezliyi ν_{nm} Bor münasibəti ilə təyin olunur:

$$E_n - E_m = h\nu_{nm}. \quad (1.1)$$

Burada $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ C·san- Plank sabiti adlanır.

Yuxarı enerji səviyyələrindən aşağı səviyyələrə keçidlər çoxluğu şüalanma spektrini, aşağı səviyyələrdən yuxarı səviyyələrə keçidlər çoxluğu isə udulma spektrini əmələ gətirir. Enerji səviyyələri diskret və ya kəsilməz ola bilər. Bor münasibəti enerji səviyyələrinin həm diskret və həm də kəsilməz halları üçün doğrudur. Diskret səviyyələr arasında baş verən keçidlər nəticəsində udulma və şüalanma spektrləri diskret olacaqdır. Diskret-kəsilməz və kəsilməz-kəsilməz enerji səviyyələri arasında baş verən şüalanma və udulma spektrləri isə bütöv olur. Sərbəst atomların spektri diskretdir, yəni müəyyən eni olan xəttlərdən ibarətdir. İkiatomlu molekulların spektri də müəyyən zolaqlardan ibarət diskret xəttlərdir. Belə spektrlər diskret zolaqlı spektrlər adlanır. Çoxatomlu molekulların spektri isə enli bütöv zolaqlardan ibarət olur.

Atomların və molekulların enerji səviyyələri birbirindən kəskin fərqlənir. Atomların enerji səviyyələri əsasən elektronların enerjisi ilə təyin olunur. Molekulda isə elektronların nüvələrə nisbətən hərəkətindən başqa

atomların bir-birinə nəzərən rəqsi hərəkəti və molekulun fırlanma hərəkətləri mümkündür.

Həyəcanlanmamış halda olan molekulun tam enerjisi E_e elektron, E_r - rəqsi və E_f fırlanma enerjilərinin cəminə bərabərdir:

$$E = E_e + E_r + E_f. \quad (1.2)$$

Bu enerjilər kvantlanmışdır və $E_e \gg E_r \gg E_f$ şərti ödənilir. Molekulun elektron səviyyələri arasındakı fərq 1-2 eV, rəqsi səviyyələr üçün 0,1-0,01 eV, fırlanma səviyyələri üçün 0,001-0,0001 eV təşkil edir.

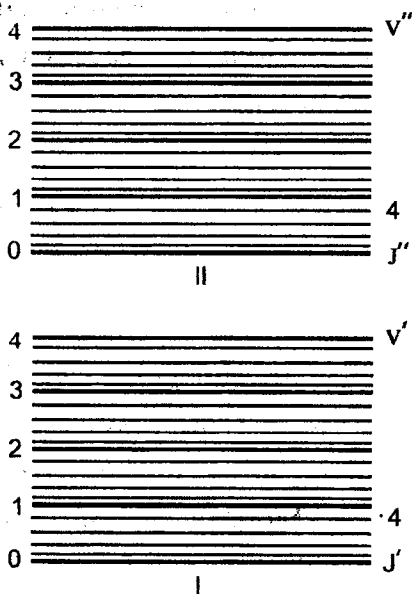
Molekul bir stasionar haldan başqa stasionar hala keçdikdə yalnız fırlanma enerjisi dəyişərsə, onda təmiz fırlanma spektri müşahidə olunur. Molekulların təmiz fırlanma spektri uzaq infraqırmızı şüalanma tezliklərinə uyğun gəlir. Sərbəst molekullar üçün bu spektr diskretdir. Molekulun fırlanma və rəqsi enerjilərinin dəyişilməsi nəticəsində rəqsi-fırlanma spektri yaranır. Molekulların rəqsi-fırlanma spektri yaxın və orta infraqırmızı şüalanma tezliklərinə uyğundur.

Elektron-rəqsi-fırlanma spektri molekulun elektron, rəqsi və fırlanma enerjilərinin mümkün olan dəyişmələrinə uyğun keçidlərin nəticəsində yaranır. Spektrin bu növü elektron spektri də adlanır. Bu spektrlər şüalanmanın

görünən və ultrabənövşəyi hissələrinə uyğun gəlir. Şəkil 1.2.-də ikiatomlu molekulun enerji səviyyələri sxemi göstərilmişdir. Sərbəst ikiatomlu molekulların elektron-rəqsi-fırlanma spektrləri diskretdir. Elektron spektrlərinin xarakterinə görə molekullar şərti olaraq iki qrupa bölünür: sadə və mürəkkəb.

Molekulu təşkil edən atomların sayı artdıqca əvvəlcə fırlanma səviyyələrinin sonra isə rəqsi enerji səviyyələrinin diskretiliyi itir. Mürəkkəb molekulların enerji səviyyələri bütöv zolaqlardan ibarətdir. Molekulun müxtəlif elektron enerji

səviyyələri arasında kvant keçidləri Frank-Kondon prinsipinə görə molekulların bir elektron halından başqasına keçməsi zamanı nə nisbi halında nə də molekulların atom nüvələrinin sürətində nəzərə çarpan dəyişikliklər baş vermir. Başqa sözlə molekulun müxtəlif

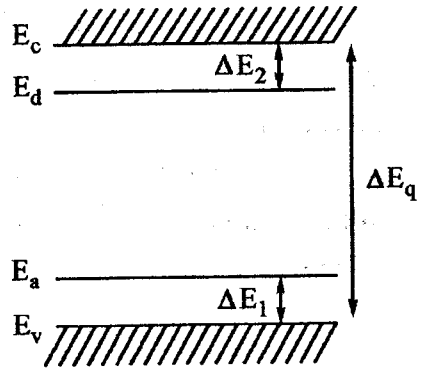


Şəkil 1.2. İki atomlu molekulun enerji səviyyələri sxemi: I və II – elektron səviyyələri; v' və v'' – rəqsi səviyyələrin kvant ədədləri; J' və J'' – fırlanma səviyyələrinin kvant ədədləri.

elektron səviyyələrinə uyğun potensial əyriləri diaqramında keçidlər yalnız şaquli istiqamətdə ola bilər.

Atom və molekullardan fərqli olaraq bərk cisimlərin enerji səviyyələri zonalardan ibarətdir.

Yarımkəçiricilər üçün qadağan olunmuş zonanın eni $10^{-3} - 2 eV$ intervalında olur. Ona görə də yarımkəçiricilərdə işığın təsirilə elektronun valent zonasından keçirici zonaya keçməsi



Şəkil 1.3. Aşqar yarımkəçiricinin enerji səviyyələri.

üçün $\hbar\omega \geq \Delta E_q$ şərti ödənilməlidir. Bu halda zona-zona keçidi nəticəsində elektron-deşik cütü yaranır. Keçirici zonadan elektronun valent zonasına qayıtması əksinə baş verən prosesdir. Həmin prosesdə elektronla deşiyin rekombinasiyası baş verir. Rekombinasiya prosesi spontan və məcburi olaraq baş verə bilər.

Aşqar yarımkəçiricilərin donor və akseptor enerji səviyyələri şəkil 1.3-də göstərilmişdir. Mütləq sıfır temperaturda valent zonası ilə donorun əsas enerji səviyyəsi elektronlarla dolu, keçirici zona və akseptorun əsas enerji səviyyəsi isə boş olur. $T \neq 0K$ olduqda donor aşqar yarımkəçiricilərdə elektronlar donor səviyyələrdən keçirici zonaya keçir. Bu halda yarımkəçiricidə əsas

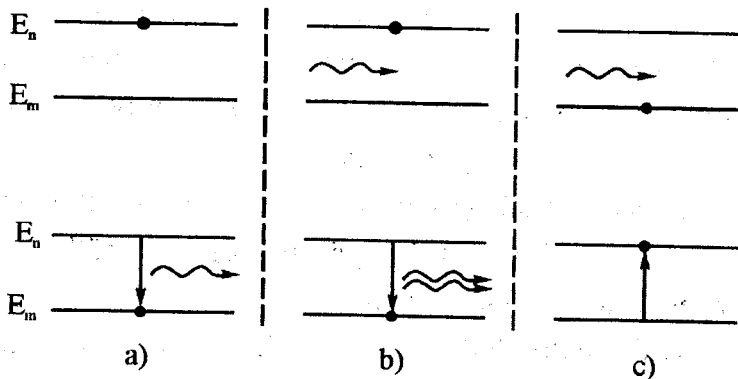
yükdaşıyıcılar elektronlar olduğuna görə belə yarımkəçirici n-tip adlanır. $T \neq 0K$ olduqda akseptor aşqar yarımkəçiricilərdə elektronlar valent zonasından akseptor zonalarına keçir. Valent zonasında deşiklər yaranır və onlar da əsas yükdaşıyıcılardır. Belə yarımkəçirici p-tip olacaqdır.

p- və n-tip yarımkəçiricilərin kontaktı nəticəsində alınan sistem xüsusilə maraqlıdır. Belə sistem p-n keçidi adlanır.

§ 1.2. Spontan və məcburi şüalanma.

Eynşteyn əmsalları

A. Eynşteyn sübut etmişdir ki, atomlarla elektromaqnit şüalanmasının qarşılıqlı təsiri zamanı üç proses — udulma, spontan (özbaşına) və məcburi şüalanma prosesləri baş



Şəkil 1.4. Enerji səviyyələri arasında mövcüd olan kvant keçidləri: a) spontan keçid; b) məcburi şüalanma yolu ilə keçid; c) məcburi udulma yolu ilə keçid.

verir. İndi həmin prosesləri araşdıraraq.

Tutaq ki, atom ixtiyari $E_n (E_n > E_m)$ həyəcanlanmış enerji səviyyəsindədir. Atomun belə halı dayanıqlı deyildir. Çox kiçik zaman müddətindən sonra atom xarici sahənin təsiri olmadan E_n enerji səviyyəsindən aşağı E_m enerji səviyyəsinə keçəcəkdir. Belə şüalanma özbaşına və yaxud spontan şüalanma adlanır. Müxtəlif atomların spontan şüalanma aktları xaotik olaraq baş verir. Ona görə də spontan şüalanma qeyri-koherent şüalanmadır. Bu halda ayrı-ayrı atomların şüalandırdığı dalğaların fazaları, yayılma istiqamətləri və polyarlaşması təsadüfi xarakter daşıyır.

Atomun spontan şüalanmasının mövcudluğu həm klassik və həm də kvant fizikasında izah olunur. Klassik elektrodinamikaya görə nüvə ətrafında fırlanan elektron elektromaqnit dalğası şəklində enerji şüalandırır. Bu spontan şüalanmadır. Kvant elektrodinamikasına görə spontan şüalanmanın səbəbi atomun yuxarı enerji səviyyəsindən sahənin sıfırıncı rəqslərinin təsiri ilə aşağı enerji səviyyəsinə keçməsidir.

Kvant sistemi həyəcanlanmış səviyyədən aşağı səviyyəyə xarici elektromaqnit sahəsinin təsiri ilə də keçə bilər. Bu halda xarici elektromaqnit sahəsinin tezliyi atomun enerji səviyyələrinə uyğun olmalıdır. Elektromaqnit sahəsinin təsiri ilə baş verən bu əlavə

şüalanma məcburi (təsirlə) şüalanma adlanır. Məcburi şüalanma zamanı yaranan kvantların tezliyi, yayılma istiqaməti, polyarlaşması və fazası xarici elektromaqnit sahəsinin kvantlarının uyğun xarakteristikaları ilə eynidir. Məcburi şüalanma koherent şüalanmadır.

Spontan və məcburi şüalanmalardan başqa atomun elektromaqnit dalğası ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində rezonans udulma hadisəsi baş verə bilər. Aşağı E_m enerji səviyyəsində olan atom elektromaqnit sahəsinin təsiri ilə yuxarı E_n enerji səviyyəsinə keçdikdə enerjisi $h\nu_{mn} = E_m - E_n$ olan kvant udulacaqdır. Bu halda rezonans udulma və yaxud sadəcə udulma baş verir.

İndi E_m və E_n enerji səviyyələri olan zərrəciklər sistemində baxaq. Tutaq ki, həmin sistem N sərbəst atomdan ibarətdir. Maddənin vahid həcmində t zamanında E_n enerjisi olan atomların sayı N_n -ə bərabərdir. Müəyyən dt zaman müddətində E_n səviyyəsindən spontan şüalanma yolu ilə keçən atomların sayı E_n səviyyəsində olan atomların sayı N_n ilə mütənasibdir:

$$dN_n = -A_{nm} N_n dt. \quad (1.3)$$

Burada mütənasiblik əmsalı A_{nm} - vahid zamanda bir atomun spontan keçidlərinin sayıdır. A_{nm} spontan keçidin

ehtimalı və yaxud spontan şüalanma üçün Eynşteyn əmsalı adlanır. A_{nm} kəmiyyətinin vahidi san^{-1} -dir. Qeyd etmək lazımdır ki, kvant keçidlərinin ehtimalları riyazi mənada işlədilən ehtimallardan fərqlidir. Riyazi ehtimal adsız kəmiyyətdir və vahiddən böyük ola bilməz. Kvant keçidlərinin ehtimalları isə san^{-1} vahidi ilə ölçülür və çox zaman böyük rəqəmlərlə ifadə olunur.

Müəyyən dt zaman müddətində məcburi şüalanma yolu ilə baş verən keçidlərin sayı $E_n \rightarrow E_m$ keçidində iştirak edən atomların sayı N_n və məcbureddici enerjinin spektral sıxlığı $u(\nu)$ ilə mütənasibdir:

$$dN_n = -B_{nm} u(\nu) N_n dt. \quad (1.4)$$

(1.4) düsturunda $B_{nm} u(\nu)$ kəmiyyəti məcburi şüalanmanın ehtimalıdır. B_{nm} məcburi şüalanma üçün Eynşteyn əmsalı adlanır. B_{nm} kəmiyyətinin vahidi $\text{m}^3 \text{C}^{-1} \text{san}^{-2}$ -dir. $B_{nm} u(\nu)$ kəmiyyətinin vahidi san^{-1} -dir. B_{nm} bir atomun xarici məcbureddici sahənin spektral sıxlığının vahidə bərabər qiymətində bir saniyə müddətində orta hesabla şüalandırdığı fotonların sayıdır.

Elektromaqnit sahəsinin təsirilə zərrəciklər aşağı səviyyələrdən yuxarı səviyyələrə də keçə bilər. Bu hadisədə maddə tərəfindən sahənin enerjisi udulur.

Udulma nəticəsində dt müddətində baş verən $E_m \rightarrow E_n$ keçidlərinin sayı E_m səviyyəsindəki atomların sayı N_m və enerjinin spektral sıxlığı $u(\nu)$ ilə mütənəsbdir.

$$dN_m = -B_{mn} u(\nu) N_m dt. \quad (1.5)$$

Bu düstürdan görünür ki, $B_{mn} u(\nu)$ kəmiyyəti vahid zamanda bir zərrəcik üçün hesablanmış keçidlərin sayına bərabərdir. $B_{mn} u(\nu)$ vahid zamanda udulmanın ehtimalı olduğuna görə ölçü vahidi san^{-1} -dir. B_{mn} udulma üçün Eynşteyn əmsalı adlanır.

§1.3. Tarazlıqda şüalanma

Kvant mexanikası yaranmamışdan çox-çox əvvəl Eynşteyn tarazlıqda şüalanma (istilik şüalanması) üçün Plank düsturunu yenidən almışdır. Bu məqsədlə Eynşteyn enerji səviyyələri arasında baş verən keçidləri təsvir etmək üçün spontan və məcburi keçid ehtimallarını daxil etmişdir. Həmin nəzəri təhlil məlum faktorlara: zərrəciklərin enerji səviyyələrinə görə paylanmasına (Bolsman paylanmasına), Bor postulatlarına və detal tarazlıq prinsipinə əsaslanmışdır. Tarazlıqda vahid zamanda cismin şüalandırdığı və onun şüalanma sahəsindən udduğu enerjilər orta hesabla bir-birinə bərabərdir. Bu o deməkdir ki, əgər şüalanma onu şüalandıran cisim ilə dinamik

tarazlıqdadırlarsa, onda yuxarıdan aşağıya keçidlərin hesabına şüalanan enerjinin miqdarı udulan enerjinin miqdarına bərabər olmalıdır. Aydındır ki, vahid zamanda cismin $E_n \rightarrow E_m$ keçidində spontan və məcburi şüalanan enerji həmin cismin $E_m \rightarrow E_n$ keçidində udduğu enerjiyə bərabərdir:

$$A_{nm} N_n + B_{nm} u(\nu) N_n = B_{mn} u(\nu) N_m. \quad (1.6)$$

Bu ifadədən temperaturu T olan cismin şüalanma enerjisinin spektral sıxlığı üçün alırıq:

$$u(\nu, T) = \frac{A_{nm} N_n}{B_{mn} N_m - B_{nm} N_n}. \quad (1.7)$$

(1.7) düsturunun sağ tərəfinin sürət və məxrəcini $B_{nm} N_n$ -ə bölsək yaza bilərik:

$$u(\nu, T) = \frac{A_{nm} / B_{nm}}{N_m B_{mn} / B_{nm} N_n - 1}. \quad (1.8)$$

Termodinamik tarazlıq halında atomların enerji səviyyələrinə görə paylanması Bolsman paylanması şəklində olduğunu nəzərə alsaq, yaza bilərik:

$$N_m = Ce^{\frac{E_m}{kT}} \text{ və } N_n = Ce^{\frac{E_n}{kT}}. \quad (1.9)$$

Onda

$$\frac{N_m}{N_n} = \exp\left(-\frac{E_m - E_n}{kT}\right) = \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (1.10)$$

olduğunu (1.8) düsturunda yerinə yazsaq, şüalanmanın spektral sıxlığı üçün alırıq:

$$u(\nu, T) = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \cdot \frac{1}{\frac{B_{mn}}{B_{nm}} e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (1.11)$$

Digər tərəfdən məlumdur ki, istilik şüalanması üçün Plank düsturu aşağıdakı kimidir:

$$u^0(\nu, T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (1.12)$$

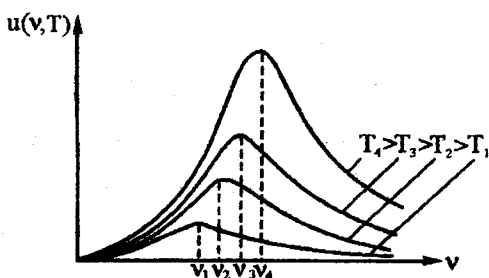
(1.11) və (1.12) düsturlarının müqayisəsindən Eynşteyn əmsalları arasındakı əlaqəni müəyyənləşdirmək olar:

$$B_{mn} = B_{nm}, \quad \frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}. \quad (1.13)$$

Enerji səviyyələrinin cırılmış halı üçün onların statistik çəkilərini nəzərə almaqla (1.3) münasibətləri aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$g_m B_{mn} = g_n B_{nm}, \quad \frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{g_m}{g_n}. \quad (1.14)$$

(1.13) ifadələrindən görünür ki, yuxarıdan aşağıya və aşağıdan yuxarıya məcburi keçidlərin ehtimalları eynidir. Şəkil 1.5- də tarazlıqda şüalananan cismin enerjisinin spektral sıxlığının



Şəkil 1.5. Müxtəlif temperaturlar üçün istilik şüalanması enerjisinin spektral sıxlığının tezlikdən asılılığı.

tezlikdən asılılığı (müxtəlif temperaturlar üçün) göstərilmişdir. Qeyd etmək lazımdır ki, əgər Plank düstürünün çıxarılışında məcburi şüalanmanı nəzərə almasaq, onda məlum Vin düstürü alınardı. Bu hal yüksək tezliklər oblastına uyğun gəlir.

§ 1.4. Qeyri-tarazlıqda şüalanma. Lüminessensiya

Bir çox hallarda termodinamik tarazlıq halında olmayan sistemlərin şüalanması baş verir. Bu halda maddənin şüalanması qeyri-tarazlıqda şüalanma adlanır. Qeyri-tarazlıqda şüalanmanın xassələri həm sistemin xassələrindən və həm də tarazlığı pozan xarici təsirin xarakterindən və qiymətindən asılıdır. Bu halda yaranan şüalanma sistemin həyəcanlanmadan əvvəlki vəziyyətindən də asılıdır. Əgər mühitin temperaturu çox yüksək deyilsə, onda xarici təsirlə zərrəciklərin tarazlıqda paylanmasını pozmaq olar və istilik şüalanması fonunda qeyri-tarazlıqda şüalanma yaranır.

Zərrəciklərin tarazlıq halında enerji səviyyələrinə görə paylanmasını müxtəlif üsullarla pozmaq olar. Cismi elektronlarla bombardman etməklə, mühitdən elektrik cərəyanı buraxmaqla, elektrik sahəsinin təsiri ilə, görünən işıqla, rentgen və γ - şüaları ilə və habelə maddələrdə baş verən kimyəvi reaksiyalarla qeyri-tarazlıq halı yaratmaq mümkündür. Qeyri-tarazlıq halında cismin şüalandırdığı enerji verilmiş spektral intervalında onun tarazlıqda şüalandırdığı enerjiden çoxdur. Qeyri-tarazlıqda baş verən şüalanma növlərindən biri lüminessensiyaadır. Lüminessensiya termini 1888-ci ildə Videman tərəfindən daxil edilmişdir. Videmana görə lüminessensiya cismin tam şüalanmasının onun istilik şüalanmasından artımıdır. Sistemin ümumi spontan şüalanmasının gücü bu halda

onun istilik şüalanması gücündən çox olmalıdır. Qeyri-tarazlıqda olan sistemin ümumi spontan şüalanmasının gücü məlum üsulla hesablanır:

$$P_{nm} = A_{nm} N_n h\nu_{nm}. \quad (1.15)$$

İstilik şüalanmasının gücü də uyğun olaraq

$$P^0_{nm} = A_{nm} N_n^0 h\nu_{nm} \quad (1.16)$$

düsturu ilə hesablanır. Burada A_{nm} -spontan şüalanmanın ehtimalı, N_n və N_n^0 -uyğun olaraq qeyri-tarazlıq və tarazlıq halında E_n enerji səviyyəsində olan zərrəciklərin sayı, $h\nu$ fotonun enerjisidir.

Verilmiş tezlikdə lüminessensiyanın gücünü təyin etmək üçün həmin tezlikdə sistemin ümumi spontan şüalanması gücündən onun istilik şüalanmasının gücünü çıxmaq lazımdır:

$$P_{nm} = P_{nm} - P^0_{nm}. \quad (1.17)$$

(1.17) düsturundan görünür ki, $N_n = N_n^0$ olarsa, onda lüminessensiyanın gücü sıfıra bərabərdir, yəni termodinamik tarazlıqda olan cisim lüminessensiya

şüalanması verə bilməz. Lüminessensiyanın daha dəqiq tərifini S.İ.Vavilov vermişdir. O, Videmanın verdiyi tərifə lüminessensiyanın davam etmə müddətini də əlavə etmişdir. Lüminessensiya maddənin tam şüalanmasının onun verilmiş temperaturda və spektral oblastda istilik şüalanmasından artımı olub, davam etmə müddəti 10^{-10} saniyədən çox olan qeyri-tarazlıqda şüalanmadır. Praktikada maddənin lüminessensiya spektrini öyrənəndə istilik şüalanması fon yaradır. Bu halda cismin ümumi şüalanmasının gücü onun lüminessensiya gücünə bərabərdir. Lüminessensiyanı istilik şüalanmasından fərqləndirən əsas xüsusiyyətlər aşağıdakılardır:

1) Verilmiş temperaturda eyni spektral intervalda lüminessensiyanın gücü istilik şüalanmasının gücündən çoxdur. Məsələn, bir çox lüminessent maddələr otaq temperaturunda görünən və ultrabənövşəyi şüalanma verir. İstilik şüalanmasının spektrində isə otaq temperaturunda görünən və ultrabənövşəyi şüalanma praktiki olaraq yoxdur.

2) Lüminessensiya şüalanması xarici həyəcanlandırma mənbəyinin təsiri kəsildikdən sonra müəyyən müddət davam edir. Bu müddət 10^{-10} -saniyəyədən bir neçə saata qədər ola bilər.

3) Lüminessensiya məxsusi şüalanmadır, yəni hər bir şüalanan cismin fərdi spektri vardır.

Həyəcanlandırma üsulundan asılı olaraq lüminessensiyanın müxtəlif növləri vardır:

1) Işıq selinin təsiri ilə sistemin həyəcanlandırılması nəticəsində yaranan şüalanma fotolüminessensiya adlanır;

2) Elektrik sahələrinin təsiri ilə yaranan şüalanma elektrolüminessensiya adlanır;

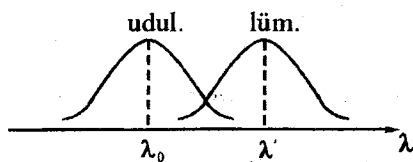
3) Elektronların zərbələri nəticəsində yaranan şüalanma katodolüminessensiya adlanır;

4) Kimyəvi reaksiyaların nəticəsində yaranan şüalanma xemilüminessensiya adlanır;

5) Cismin α və β zərrəcikləri ilə bombardman edilməsi nəticəsində yaranan şüalanma radiolüminessensiya adlanır.

Xarici təsir kəsildikdən sonra lüminessensiya şüalanması müəyyən τ müddəti ərzində sönür. Həmin τ müddətinin qiymətindən asılı olaraq lüminessensiya şərti olaraq fluoressensiya ($\tau < 10^{-8}$ san) və fosforessensiyaya ($\tau > 10^{-8}$ san) bölünür.

Təcrübələr göstərmişdir ki, maddənin lüminessensiya spektri onun udulma spektrindən fərqlənir. Stoks qaydasına görə lüminessensiya spektri əyrisinin maksimumu udulma spektri əyrisinin

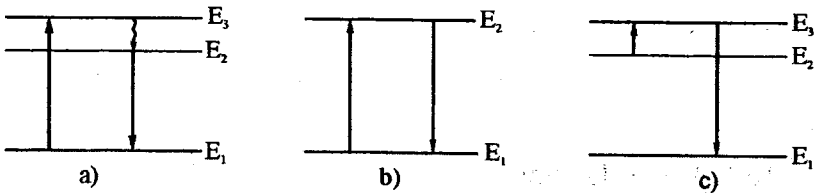


Şəkil 1.6. Udulma və lüminessensiya spektrləri.

maksimumuna nisbətən uzun dalğalar tərəfə sürüşür (şəkil 1.6). Stoks qaydası kvant nəzəriyyəsi ilə belə izah olunur. Fərz edək ki, udulan fotonun dalğa uzunluğu λ_0 -dır. Həmin fotonun enerjisinin müəyyən hissəsi ΔE maddə daxilində baş verən şüalanmasız (qeyri-optik) proseslərə, qalan hissəsi isə λ' dalğa uzunluqlu şüalanmaya sərf olunacaqdır. Enerjinin saxlanması qanununa görə yazıla bilər:

$$\frac{hc}{\lambda_0} = \frac{hc}{\lambda'} + \Delta E. \quad (1.18)$$

(1.18) düsturundan görünür ki, $\lambda' > \lambda_0$, yəni şüalanma dalğa uzunluğu udulan dalğa uzunluğundan böyükdür (şəkil 1.7a). $\lambda' > \lambda_0$ və yaxud $\nu' < \nu_0$ stoks halı adlanır. Əgər $\Delta E = 0$ olarsa, onda $\lambda' = \lambda_0$ ($\nu' = \nu_0$) alınır, yəni



Şəkil 1.7. Lüminessensiyanın a) stoks, b) rezonans və c) antistoks halları.

şüalanma dalğa uzunluğu udulan dalğa uzunluğuna bərabərdir. Bu hal rezonans fluoressensiya adlanır. (şəkil 1.7 b).

Bəzən foton həyəcanlanmış enerji səviyyəsində olan atom tərəfindən udulur. Bu halda şüalanmada yaranan fotonun enerjisine atomun ehtiyat enerjisi əlavə olunur və nəticədə $\lambda' < \lambda_0$ olur. $\lambda' < \lambda_0$ və yaxud $\nu' > \nu_0$ olanda antistoks halı adlanır (şəkil 1.7c).

Qeyd etmək lazımdır ki, maye və bərk cisimlərin lüminessensiya spektri udulan işığın tezliyindən asılı deyil.

İndi də lüminessensiya hadisəsində udulan və şüalanan enerjilər arasındakı münasibətə baxaq. (1.18) düsturundan asanlıqla görmək olar ki, maddənin udduğu enerji E_0 , şüalanmaya E' və onun daxilində istiliyin ayrılmasına Q sərf olunur:

$$E_0 = E' + Q. \quad (1.19)$$

Udulan enerjinin lüminessensiyaya çevrilməsi enerji və kvant çıxışları ilə xarakterizə olunur.

Lüminessensiya E' enerjisinin udulan E_0 enerjiyə nisbəti lüminessensiyanın enerji çıxışı adlanır:

$$B_{en} = \frac{E'}{E_0}. \quad (1.20)$$

Maddənin şüalandırdığı N' kvantları sayının onun N_0 udduğu kvantların sayına nisbəti lüminessensiyanın kvant çıxışı adlanır.

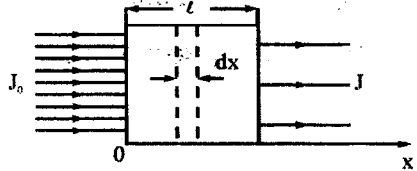
$$B_{kv} = \frac{N'}{N_0} \quad (1.21)$$

Lüminessensiyanın kvant çıxışı vahiddən böyük ola bilər.

§ 1.5. Işığın mühitdən keçməsi

Tutaq ki, qalınlığı l olan şəffaf bircins mühitin üzərinə J_0 intensivlikli paralel işıq dəstəsi səthə perpendikulyar olaraq düşür (şəkil 1.8). Işığın udulması nəticəsində mühitdən çıxan selin intensivliyi J onun üzərinə düşən selin

J_0 intensivliyindən az olacaqdır. Aydınır ki, dx qalınlıqlı təbəqədə işığın intensivliyinin azalması həmin təbəqənin



Şəkil 1.8.

qalınlığı və onun üzərinə düşən işığın intensivliyi ilə mütənasibdir:

$$dJ = -kJdx \quad (1.22)$$

Burada k - udulma əmsəlidir. Udulma əmsəli vahid uzunluqda işıq selinin intensivliyinin nisbi azalmasına bərabərdir və m^{-1} ilə ölçülür. (1.22) düsturu diferensial şəkildə Buger qanunu adlanır. Bu qanun həm zəif işıq seli (xətti optiki hadisə) və həm də güclü işıq seli (qeyri-xətti optiki hadisə) üçün doğrudur. Zəif işıq selinin maddə ilə

qarşılıqlı təsiri halında udulma əmsalı işığın intensivliyindən asılı deyil. Bunu nəzərə alaraq (1.22) ifadəsini inteqrallayaq:

$$\int_{J_0}^J \frac{dJ}{J} = -\int_0^l k dx = -kl. \quad (1.23)$$

Buradan

$$J = J_0 e^{-kl} \quad (1.24)$$

alınır.

(1.24) inteqral şəkində Buger qanunudur.

Bu düsturdan görünür ki, mühitdən keçən işığın intensivliyi eksponensial qanunla azalır. (1.24) düsturunda $k = 1/l$ yazsaq $J = J_0 e^{-1} = J_0 / e \approx J_0 / 3$ alarıq, yəni udulma əmsalı mühitin elə qalınlığının tərs qiymətinə bərabərdir ki, həmin qalınlıqlı mühitdən keçən işığın intensivliyi $e (\approx 3)$ dəfə azalar. Udulma əmsalı maddənin xarakteristik fiziki kəmiyyətlərindən biridir. Udulma əmsalının tezlikdən (dalğa uzunluğundan) asılılığı maddənin udulma spektrini təyin edir.

Udulma əmsalı Buger qanununda empirik sabitdir.

İndi də işığın mühitdən keçməsi nəticəsində baş verən qarşılıqlı təsir proseslərini nəzərə almaqla udulma əmsalının düsturunu alaq. İşıq seli mühitdən keçərkən onun intensivliyinin dəyişməsi məcburi udulma və

şüalanma proseslərinin nəticəsində baş verir. Spontan şüalanan fotonların sayını işığın yayılma istiqamətində nəzərə almamaq olar. Onda enerjinin spektral sıxlığı $u(\nu)$ olan işıq selinin maddənin dx qalınlıqlı təbəqəsindən keçərkən intensivliyinin dəyişməsini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

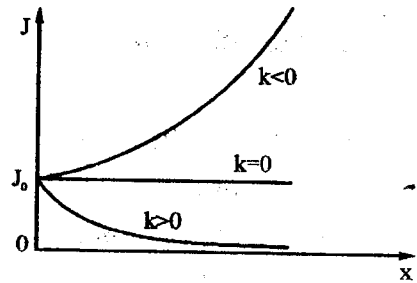
$$dJ = -B_{mn}u(\nu)N_m h\nu dx + B_{nm}u(\nu)N_n h\nu dx. \quad (1.25)$$

(1.25) düsturunda birinci hədd mühitdə baş verən $E_m \rightarrow E_n$ keçidləri nəticəsində işığın intensivliyinin azalmasını, ikinci hədd isə $E_n \rightarrow E_m$ keçidləri hesabına intensivliyin artmasını ifadə edir. Bu düsturda $B_{mn} = B_{nm}$ və $J = \nu u(\nu)$ olduğunu nəzərə almaqla onun (1.22) ilə müqayisəsindən udulma əmsalı üçün aşağıdakı ifadəni almaq olar:

$$k_{mn}(\nu) = \frac{B_{mn} h\nu}{\nu} (N_m - N_n). \quad (1.26)$$

Bu düsturdan görünür ki, işıq seli mühitdə yayılarkən onun intensivliyinin dəyişməsi

E_n və E_m enerji səviyyələrində olan atomların sayından



Şəkil 1.9.

asılıdır. Burada üç hal mümkündür: 1) $k > 0$; 2) $k = 0$; 3) $k < 0$.

Şəkil 1.9-da hər üç hal üçün Buger qanununun qrafikləri göstərilmişdir. Termodinamik tarazlıqda olan sistemlər üçün $N_n \ll N_m$ olduğuna görə udulma əmsalı üçün alırıq:

$$k_{mn}(v) = \frac{B_{mn} h\nu}{v} N_m. \quad (1.27)$$

(1.27) düsturundan görünür ki, termodinamik tarazlıqda olan sistemlər üçün udulma əmsalı müsbətdir. Maddənin $k > 0$ halı passiv hal adlanır. Bizi əhatə edən cisimlər passiv haldadır və klassik xətti optikada udulma əmsalı olaraq (1.27) düsturundan istifadə olunur. Cisimlərin $k = 0$ və $k < 0$ hallarını süni yollarla almaq mümkündür. (1.26) düsturundan görünür ki, $k = 0$ olması üçün $N_m = N_n$ şərti ödənilməlidir. Bu halda işığın intensivliyinin udulma hesabına azalması məcburi şüalanma hesabına artmasına bərabər olur. Ona görə də belə halda maddədən keçən işığın intensivliyi dəyişmir. Maddənin belə halı doymuş hal adlanır. Əgər $k < 0$ olarsa, onda $N_m < N_n$ şərti ödənilməlidir, yuxarı enerji səviyyəsində olan atomların sayı aşağı enerji səviyyəsində olan atomların sayından çox olmalıdır. Zərrəciklərin $N_n > N_m$ şəklində enerji səviyyələrində paylanması inversiya halı, həmin mühit isə

fəal mühit adlanır. İnversiya halında olan maddədən işıq seli keçərkən məcburi şüalanma nəticəsində onun intensivliyinin artması udulma hesabına intensivliyin azalmasından çoxdur. Beləliklə aydın olur ki, inversiya yaradılmış mühitdə işıq seli güclənəcəkdir. Işıqın mühitdən keçərkən güclənməsini güclənmə əmsalı ilə xarakterizə edirlər. Güclənmə əmsalı belə təyin olunur:

$$k_{nm}(v) = \frac{B_{nm} h\nu}{v} (N_n - N_m). \quad (1.28)$$

(1.28) düsturundan görünür ki, güclənmə əmsalı n və m enerji səviyyələrində olan atomların sayının fərqiindən asılıdır.

Kvant elektronikasında atomların enerji səviyyələrinə görə inversiya şərtini ödəyən qeyri-tarazlıq halı mənfi temperatur halı kimi adlandırılır. Termodinamik tarazlıq halında zərrəciklərin enerji səviyyələrinə görə paylanmasını təsvir edən Bolşman qanunundan temperatur üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$T = \frac{h\nu}{k \ln \frac{N_m}{N_n}}. \quad (1.29)$$

Bu düsturdan asanlıqla görmək olar ki, tarazlıq halında ($N_m \gg N_n$) $T > 0$ olacaqdır. Mühitdə inversiya yaradılmışdırsa, ($N_m < N_n$) onda $T < 0$ alınır. Qeyd etmək lazımdır ki, mənfi temperatur anlayışı yalnız ikisəviyyəli kvant keçidinin xarakteristikasıdır və maddənin fiziki temperaturunu xarakterizə etmir.

§ 1.6. Xarici sahədə kvant keçidləri

Kvant mexanikası sistemə təsir edən xarici elektromaqnit sahəsinin sistemdə yaratdığı dəyişiklikləri hesablamağa imkan verir. Kvant elektronikasında kvant sistemlərinin həyəcanlanması nəticəsində bir stasionar enerji səviyyəsindən digər stasionar enerji səviyyəsinə keçməsi kvant mexanikasının qanunları əsasında öyrənilir.

Sadəlik üçün iki enerji səviyyəsi olan kvant sisteminin xarici elektromaqnit sahəsi ilə qarşılıqlı təsirinə baxaq. Burada qeyri-stasionar həyəcanlanma nəzəriyyəsinin köməyi ilə kvant keçidlərinin ehtimalları və Eynşteyn əmsallarının ifadələri alınacaqdır.

İkisəviyyəli sistemdə baş verən proseslər qeyri-stasionar Şredinger tənliyi ilə təsvir olunur:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi . \quad (1.30)$$

Burada \hat{H} - Hamilton operatorudur və aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}' . \quad (1.31)$$

(1.31) düsturunda \hat{H}_0 -həyəcanlanmamış sistemin Hamilton operatoru, \hat{H}' isə həyəcanlama və ya qarşılıqlı təsir operatorudur. Baxılan halda sistemin iki Ψ_1 və Ψ_2 stasionar hallarının dalğa funksiyaları vardır. Şredinger tənliyinin həllini aşağıdakı şəkildə axtarmaq olar:

$$\Psi = a\Psi_1 + b\Psi_2 . \quad (1.32)$$

(1.32) düsturundakı Ψ_n funksiyaları koordinatdan və zamandan asılıdır:

$$\Psi_n = u_n e^{-iE_n t / \hbar} . \quad (1.33)$$

u_n funksiyaları stasionar Şredinger tənliyini ödəyir:

$$\hat{H}_0 u_n = E_n u_n . \quad (1.34)$$

Ψ_n funksiyaları isə

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_n}{\partial t} = \hat{H}_0 \Psi_n \quad (1.35)$$

tənliyini ödəyir.

Elektromaqnit sahəsinin təsiri ilə kvant sisteminin halı dəyişir, yeni kvant keçidləri baş verir. Həyəcanlanmamış halda atom E_1 enerji səviyyəsində olarsa, $a = 1$; $b = 0$ qiymətlərini alacaqdır. Atom E_2 enerji səviyyəsindədirsə $a = 0$; $b = 1$ olacaqdır. Hər hansı t anında ($t \neq 0$) sistemin E_2 halında olması ehtimalı isə $|b(t)|^2 = b(t)b^*(t)$ kimi hesablanır və keçidin ehtimalı adlanır. Kvant mexanikasında vahid zamanda keçid ehtimalı aşağıdakı kimi hesablanır:

$$P_{12} = \frac{d}{dt} |b(t)|^2. \quad (1.36)$$

(1.32) ifadəsini (1.30) tənliyində yerinə yazsaq və (1.35) düsturunu nəzərə aldıqda aşağıdakı tənlik alınacaqdır:

$$i\hbar \Psi_1 \frac{\partial a}{\partial t} + i\hbar \Psi_2 \frac{\partial b}{\partial t} = a(t) \hat{H} \Psi_1 + b(t) \hat{H} \Psi_2. \quad (1.37)$$

(1.37) tənliyinin hər iki tərəfini $\Psi_2^*(x,t)$ -yə vurub, ortonormalaşma $\int u_n u_m dV = \delta_{nm}$ şərti nəzərə alınmaqla bütün fəza üzrə inteqrallayaq. Onda $b(t)$ əmsalı üçün

$$i\hbar \frac{db}{dt} = a(t) \int u_1 \hat{H}' u_2^* e^{-iE_1 \frac{t}{\hbar} + iE_2 \frac{t}{\hbar}} dV + b(t) \int u_2 \hat{H}' u_2^* dV \quad (1.38)$$

tənliyi almır.

Tutaq ki, başlanğıc anda $a(0) = 1$ və $b(0) = 0$ şərtləri ödənilir. Bu şərtləri (1.38) tənliyində nəzərə aldıqda yazmaq olar:

$$i\hbar \frac{db}{dt} = \int u_1 \hat{H}' u_2^* e^{-iE_1 \frac{t}{\hbar} + iE_2 \frac{t}{\hbar}} dV. \quad (1.39)$$

Dipol yaxınlaşmasında həyəcanlanma operatorunun zamandan asılı olaraq periodik dəyişdiyi hala baxaq:

$$H' = -pE(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}). \quad (1.40)$$

Onda

$$\int u_1 \hat{H}' u_2^* dV = -E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \int u_1 \hat{p} u_2^* dV = -\langle p \rangle E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \quad (1.41)$$

alarıq. Burada $\langle p \rangle$ keçidin dipol moment operatorunun matrisa elementidir. İndi (1.39) düsturunu bu şəkildə yazmaq olar:

$$\frac{db}{dt} = -\frac{1}{i\hbar} \langle p \rangle E [e^{i(\omega+\omega_{21})t} + e^{i(\omega_{21}-\omega)t}]. \quad (1.42)$$

(1.42) düsturunda rezonansa yaxın $\omega_{21}-\omega$ tezliyini nəzərə almaqla inteqrallama əməliyyatını aparsaq $b(t)$ əmsalı üçün alırıq:

$$b(t) = \frac{\langle p \rangle E e^{i(\omega_{21}-\omega)t/\hbar} - 1}{\hbar \omega_{21}-\omega}. \quad (1.43)$$

Buradan da 1-2 keçidinin ehtimalı $|b(t)|^2$ üçün tapmaq olar:

$$|b(t)|^2 = \left(\frac{\langle p \rangle E}{\hbar} \right)^2 \left(\frac{\omega_{12}-\omega}{2} \right)^{-2} \sin^2 \frac{\omega_{12}-\omega}{2} t. \quad (1.44)$$

Eyni üsulla məcburi şüalanmanın ehtimalı $|a(t)|^2$ tapmaq mümkündür. Asanlıqla görmək olar ki, udulmanın və məcburi şüalanmanın ehtimaları eynidir: $P_{12} = P_{21}$.

(1.44) düsturunda

$$\frac{4 \sin^2 \frac{\omega_{12} - \omega}{2} t}{(\omega_{12} - \omega)^2} = 2\pi \delta(\omega_{21} - \omega) \quad (1.44')$$

olduğunu nəzərə almaqla vahid zamanda kvant keçidinin ehtimalı üçün aşağıdakı ifadəni yazmaq olar:

$$P_{12} = \left(\frac{\langle p \rangle E}{\hbar} \right)^2 2\pi \delta(\omega_{12} - \omega). \quad (1.45)$$

İndi Eynşteyn əmsallarının keçidin ehtimalı ilə əlaqəsini tapaq. Bunun üçün aldığımız düsturu istilik şüalanmasına tətbiq edək. Məlumdur ki, şüalanmanın enerji sıxlığı $u(\nu)$ və elektromaqnit sahəsinin intensivliyinin kvadratı $u(\nu) = E^2 / 8\pi$ şəklində əlaqəlidir. Verilmiş istiqamətdə enerji sıxlığı tam enerji sıxlığınının 1/3 hissəsinə bərabər olduğunu nəzərə alsaq $E^2 = 8\pi u(\nu) / 3$ olar. Aldığımız kvant keçidləri ehtimalı düsturu monoxromatik şüalanma üçün doğrudur. İstilik şüalanmasının enerji sıxlığı isə Plank düsturuna uyğundur. Ona görə də istilik şüalanması sahəsində tam keçid ehtimalını hesablamaq üçün $|b(t)|^2$ ifadəsini bütün tezliklərə görə inteqrallamaq lazımdır:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} |b(t)|^2 dv = \frac{8\pi \langle p \rangle^2}{3 \hbar^2} u(v) t. \quad (1.46)$$

Vahid zamanda keçid ehtimalı isə

$$P_{12} = \frac{8\pi \langle p \rangle^2}{3 \hbar^2} u(v) \quad (1.47)$$

şəklində olacaqdır.

(1.47) ifadəsini Eynşteynin təklif etdiyi udulmanın ehtimalı $B_{12}u(v)$ ilə müqayisə etdikdə B_{12} əmsalı üçün alırıq:

$$B_{12} = \frac{8\pi \langle p \rangle^2}{3 \hbar^2}. \quad (1.48)$$

(1.48) düsturundan görünür ki, Eynşteyn əmsalı $B_{12} = B_{21}$ yalnız atoma məxsus olan sabitdir. Spontan şüalanmanın ehtimalını təyin etmək üçün A_{21} və B_{21} əmsalları arasındakı əlaqə (1.13) düsturundan istifadə etmək olar.

Qeyd etmək lazımdır ki, ikisəviyyəli kvant sistemində rezonans tezliyinə yaxın $(\omega_{12} - \omega \ll \omega_{12}, \omega)$ tezliklərdə keçid ehtimalı aşağıdakı ifadə ilə verilir:

$$P = \frac{2\left(\frac{PE}{\hbar}\right)^2}{(\omega_{21} - \omega)^2 + 4\left(\frac{PE}{\hbar}\right)^2} \left[1 - \cos \sqrt{(\omega_{21} - \omega)^2 + 4\left(\frac{PE}{\hbar}\right)^2} t \right]. \quad (1.49)$$

Dəqiq rezonans halı üçün keçid ehtimalı

$$P = \frac{1}{2} \left(1 - \cos 2 \frac{pEt}{\hbar} \right) \quad (1.50)$$

düsturu ilə verilir. Bu düsturdan görünür ki, rezonans halında keçid ehtimalı 0 və 1 qiymətləri arasında periodik dəyişir. Həmin rəqslərin periodunu tapaq:

$$T = \frac{\pi\hbar}{pE}. \quad (1.51)$$

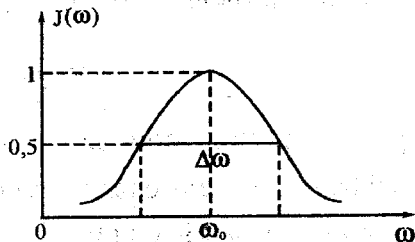
Bu düsturlardan asanlıqla görmək olar ki, xarici sahənin intensivliyinin artması nəticəsində keçidin ehtimalı da artır. Keçidin ehtimalı kvant sisteminin rezonans tezliyi ilə xarici sahənin tezliyinin fərqindən kəskin şəkildə asılıdır.

Nəzərə almaq lazımdır ki, burada aparılmış təhlildə relaksasiya prosesləri iştirak etmir. Ona görə də alınan nəticələr həyəcanlanmış səviyyənin orta yaşama müddətindən kiçik zaman müddətləri üçün doğrudur.

§ 1.7. Spektral xəttin forması və eni

(Şüalanmanın mühüm xarakteristikalarından biri də onun spektridir, yəni şüalanan elektromaqnit sahəsini təşkil edən monoxromatik dalğaları çoxluğudur.

Bor postulatlarına uyğun olaraq ideal harmonik ossilyatorun şüalanma spektri sonsuz nazik spektral xətdən ibarət olmalıdır. Bu halda enerji səviyyələri də sonsuz nazik hesab olunur. Lakin bütün real sistemlərin enerji səviyyələrinin sonlu eni vardır. Ona görə də, şüalanma müəyyən tezlik intervalında baş verir. Bu intervalın mərkəzinə uyğun gələn



Şəkil 1.10. Şüalanma xəttinin tipik forması.

tezlik üçün şüalanma enerjisi ən böyük olur. Mərkəzi tezlikdən uzaqlaşdıqda şüalanma enerjisi azalır. Şüalanma enerjisinin maksimal qiymətinin iki dəfə azaldığı tezlik intervalına spektral xəttin eni $\Delta\omega$ deyilir (şəkil 1.10).

Spektral xəttin sonlu enə malik olmasının müxtəlif səbəbləri vardır. Spektral xəttin mümkün olan ən kiçik eni xəttin təbii eni adlanır. Bu halda spektral xəttin eni enerji səviyyəsində zərrəciyin yaşama müddətinin sonlu olması ilə əlaqədardır. Xəttin təbii eni spontan şüalanmanın keçidləri ilə təyin olunur. Spontan şüalanma nəticəsində həyəcanlanmış enerji səviyyəsindəki atomların sayının azalması (1.3) düsturuna görə aşağıdakı şəkildə olacaqdır:

$$N = N_0 e^{-At} = N_0 e^{-t/\tau} \quad (1.52)$$

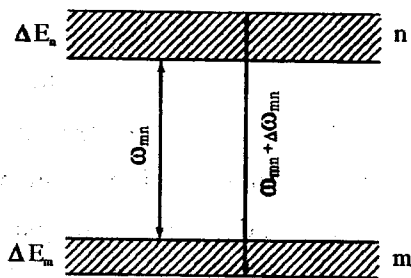
Burada N_0 həyəcanlanmış səviyyədə $t=0$ anında olan atomların sayı, τ - zərrəciklərin orta yaşama müddətidir. Orta yaşama müddəti τ və spontan şüalanmanın ehtimalı arasındakı münasibət belədir:

$$\tau = \frac{1}{A}. \quad (1.53)$$

Spektral xəttin təbii eni xarici təsirlərdən asılı deyil. Spektral xəttin eni enerji səviyyələrinin enlərinin cəmi ilə təyin olunur (şəkil 1.11):

$$\Delta\omega_{mn} = \frac{\Delta E_n + \Delta E_m}{\hbar}. \quad (1.54)$$

Enerji səviyyələrinin sonlu enə malik olduğunu Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik prinsipindən də almaq olar. Doğrudan da hər hansı həyəcanlanmış səviyyədə olan zərrəciyin yaşama müddəti τ olarsa, onda həmin enerji səviyyəsinin eni üçün qeyri- müəyyənlik belə ifadə olunur:



Şəkil 1.11. Enerji səviyyələrinin eni ilə spektral xəttin eni arasındakı əlaqə.

$$\Delta E \sim \frac{\hbar}{\tau}. \quad (1.55)$$

(1.55) münasibətindən görünür ki, enerji səviyyəsinin eni həmin halda zərrəciyin yaşama müddətindən asılıdır. Yaşama müddəti az olan səviyyələrin eni böyükdür. Həyəcanlanmamış enerji səviyyəsinin eni sonsuz kiçikdir. Kvant elektronikasında metastabil enerji səviyyələri olan sistemlərdən istifadə olunur. Həmin səviyyələrdə yaşama müddəti çox böyükdür və deməli, uyğun spektral xəttin eni kiçikdir.

Praktikada spektral xəttin eni təbii endən çox böyük olur. Bu onunla izah olunur ki, real şəraitdə spektral xəttlərin genişlənməsinə səbəb olan proseslər mövcuddur. Ən sadə halda bu səbəblərdən biri olan toqquşmaları misal göstərmək olar. Toqquşmalar həyəcanlanmış səviyyədə olan zərrəciyin orta yaşama müddətini azaldır. Bu halda xəttin forması dəyişməz qalır, eni isə artır. Ayrı-ayrı atomların spektral xətlərinin forması sistemin spektral xəttinin forması ilə eyni olan halda genişlənmə bircins adlanır. Bəzi kvant sistemlərinin hər birinin öz rezonans keçid tezliyi olur və ayrı-ayrı atomların konturları sistemin konturu ilə eyni olmur. Bu cür genişlənmə qeyri-bircins genişlənmə adlanır. Buna xarakterik misal olaraq qazlarda Dopler genişlənməsini göstərmək olar. Qazlarda atomlar müxtəlif sürətlərlə müxtəlif istiqamətlərdə hərəkət edir. Ona görə də şüalanma və yaxud udulma spektrində Dopler

sürüşməsi nəticəsində yaranan tezliklər çoxluğu iştirak edir:

$$\omega = \omega_0 \pm \omega_0 v/c. \quad (1.56)$$

Spektral xətlərin genişlənməsini kvant nəzəriyyəsinə görə izah edək. Bu halda enerji səviyyəsində zərrəciyin sonlu yaşama müddətini dalğa funksiyasında nəzərə almaq lazımdır:

$$\Psi_i = u_i e^{-\gamma t/2} e^{-iE_i t/\hbar}. \quad (1.57)$$

Burada γ_i -baxılan enerji səviyyələrinin sönmə əmsallarıdır. Bu halda da kvant keçidlərinin ehtimalını əvvəlki paraqrafdakı kimi hesablamaq olar. Həmin düsturlarda ω_{12} əvəzinə $\omega_{12} + i \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}$ yazmaq lazımdır. Nəticədə keçidin ehtimalı üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$P_{12} = \left(\frac{\langle p \rangle E}{\hbar} \right)^2 \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_{21})^2 + \left(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \right)^2}. \quad (1.58)$$

$$(1.58) \quad \text{düsturunda} \quad \left[(\omega - \omega_{21})^2 + \left(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \right)^2 \right]^{-1} \quad \text{vuruğu}$$

udulma xəttinin formasını təyin edir. Belə formalı konturu olan spektral xəttlər Lorens formalı xətt adlanır. Spektral xəttin forması form-faktor adlanan $g(\omega)$ funksiyası ilə xarakterizə olunur. Həmin funksiya üçün normalanma şərti

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) d\omega = 1 \quad (1.59)$$

şəklində yazılır. Onda Lorens formalı spektral xəttin form-faktoru aşağıdakı kimi olacaqdır:

$$g(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{(\gamma_1 + \gamma_2)/2}{(\omega - \omega_{12})^2 + \left(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \right)^2} \quad (1.60)$$

$g(\omega)$ form-faktorun maksimal qiyməti $g(\omega_{21}) = 2/\pi(\gamma_1 + \gamma_2)$ olduğuna görə Lorens formalı spektral xəttin yarım eni

$$\frac{1}{\pi(\gamma_1 + \gamma_2)} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{(\omega_{21} - \omega_1)^2 + \left(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \right)^2} \quad (1.61)$$

tənliyindən təyin edilir:

$$\omega_{12} - \omega_1 = \pm \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2) \quad (1.62)$$

Spektral xəttin eni isə $2(\omega_{21} - \omega_1) = \Delta\omega$ şəklində hesablanır:

$$\Delta\omega = \gamma_1 + \gamma_2 \quad (1.63)$$

və yaxud

$$\Delta\nu = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2\pi} \quad (1.64)$$

Klassik elektrodinamikaya görə spektral xəttin genişlənməsi elektronun rəqsi hərəkətinin sönməsi ilə əlaqələndirilir. Elektronun rəqsi hərəkəti üçün elastiki qüvvəni və şüalanmanın reaksiyasını nəzərə almaqla aşağıdakı tənliyi yazmaq olar:

$$m\ddot{x} + \beta\dot{x} + \kappa x = 0. \quad (1.65)$$

Bu tənlikdə

$$\omega_0^2 = \frac{\kappa}{m}, \quad 2\gamma = \frac{\beta}{m}$$

işarə etsək alarıq:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0. \quad (1.66)$$

Şüalanmanın reaksiyasının elastiki qüvvədən çox kiçik olduğunu nəzərə alaraq, (1.66) tənliyinin həllini

$$x(t) = Ae^{-\gamma t} \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (1.67)$$

şəklində yazmaq olar. (1.67) ifadəsinin Furye çevrilməsindən enerjinin spektral sıxlığını təyin etmək olar:

$$u(\omega)d\omega = u_0 \frac{\gamma d\omega}{2\pi[(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2]}. \quad (1.68)$$

Buradan spektral cəttin eni $\Delta\omega = 2\gamma$ alırıq.

İndi də Dopler effekti nəticəsində spektral xəttin genişlənməsini araşdıraq. Aydındır ki, Dopler effekti nəticəsində atomun şüalanma tezliyi ω_0 sükunətdə şüalanma tezliyinə nəzərən $\omega_0 v/c$ qədər sürüşür. Ona görə də şüalanma xəttinin form-faktoru $g(\omega)$ şüalanan atomların sürətlərə görə paylanması qanunu $f(v)$ ilə təyin olunacaqdır:

$$g(\omega)d\omega = f(v)dv. \quad (1.69)$$

Sürətlərə görə paylanma Maksvel paylanması ilə verilir:

$$f(v)dv = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-\left(\frac{v}{v_0}\right)^2}}{v_0} dv. \quad (1.70)$$

(1.70) düsturunda $v = c \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}$, $dv = c \frac{d\omega}{\omega_0}$ nəzərə

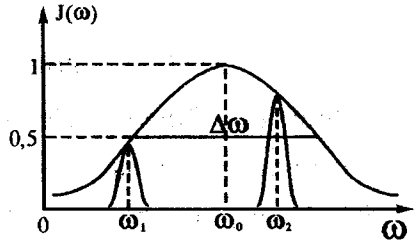
alsaq $g(\omega)$ üçün yaza bilərik:

$$g(\omega)d\omega = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\omega} e^{-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega}\right)^2} d\omega. \quad (1.71)$$

Burada

$$\Delta\omega' = \omega_0 \frac{v_0}{c}, \quad v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}}.$$

Form-faktoru (1.71) düsturu ilə təyin olunan spektral xətt Gauss qanunu ilə verilir və eni belə təyin olunur (şəkil 1.12):



Şəkil 1.12. Hərəkət edən zərrəciklər sisteminin sülalınma xəttinin konturu.

$$\Delta\omega = 2\sqrt{\ln 2}\Delta\omega'. \quad (1.72)$$

Spektral xəttin forması və eni haqqında burada alınan nəticələr Eynşteyn əmsallarına da aiddir. Doğrudan da A_{nm} zərrəciyinin bütün tezliklər üzrə spontan keçidinin ehtimalıdır. Lakin spontan şüalanma ehtimalı şüalanıma tezliyindən asılıdır. Ona görə də spektral spontan şüalanma ehtimalı $A_{nm}(\nu)$ belə təyin olunur:

$$A_{nm}(\nu) = A_{nm} g(\nu). \quad (1.73)$$

Burada

$$A_{nm} = \int_{-\infty}^{\infty} A_{nm}(\nu) d\nu.$$

(1.73) düsturunda A_{nm} - inteqral şəkildə Eynşteyn əmsalı, $g(\nu)$ spektral xəttin form-faktorudur. Məcburi şüalanma üçün spektral $B_{nm}(\nu)$ əmsalı da analoji şəkildə yazılır:

$$B_{nm}(\nu) = B_{nm} g(\nu). \quad (1.74)$$

Eynşteyn əmsalının spektral asılılığını nəzərə almaqla kvant keçidində güclənmə əmsalı aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$k_{nm}(\nu) = \frac{h\nu B_{nm}}{\nu} g(\nu) (N_n - N_m). \quad (1.75)$$

§ 1.8. İkisəviyyəli sistem xarici sahədə.

Udulma əmsalının qeyri-xəttiliyi

Əvvəlcə yalnız iki enerji səviyyəsindən ibarət halları olan sistemlə xarici sahənin qarşılıqlı təsirinə baxaq. Fərz edək ki, E_1 əsas, E_2 isə həyəcanlanmış enerji səviyyəsidir.

Bu sistemə teyliyi

$\nu = (E_2 - E_1)/h$ və enerjinin

spektral sıxlığı $u(\nu)$ olan

xarici sahə təsir edir (şəkil

1.13). Aydındır ki, bu halda

üç optik proses baş verəcək.

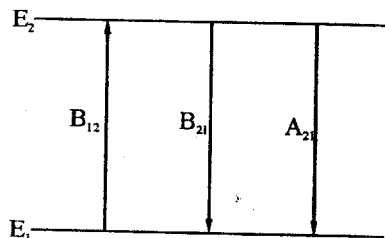
Xarici sahənin təsiri ilə baxı-

lan sistemdə zərrəciklərin Bolsman statistikasına görə

paylanması pozulacaqdır. Sahənin təsiri ilə E_1 və E_2 enerji

səviyyələrində toplanan zərrəciklərin N_1 və N_2 sayını təyin

etmək üçün aşağıdakı tənliklər sistemini yazmaq olar:



Şəkil 1.13.

$$N_1 + N_2 = N, \quad (1.76)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 B_{12} u(\nu) - N_2 B_{21} u(\nu) - N_2 A_{21}. \quad (1.77)$$

Burada N – vahid həcmdə olan zərrəciklərin sayıdır.

(1.76) ifadəsi baxılan hal üçün zərrəciklərin sayının

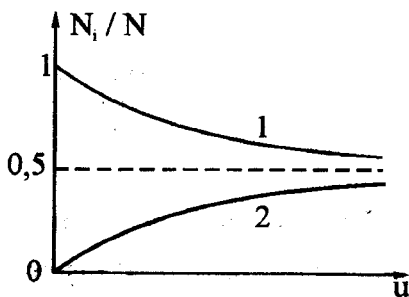
saxlanması qanunudur. (1.77) düsturunda birinci hədd

udulmanı, ikinci hədd məcburi şüalanmanı, üçüncü hədd isə spontan şüalanmanı xarakterizə edir. Bu tənliklər sistemini stasionar halda $\left(\frac{dN_2}{dt} = 0\right)$ həll etsək, N_1 və N_2 üçün $(B_{12} = B_{21} = B$ və $A_{21} = A)$ alırıq:

$$N_1 = N \frac{A + Bu(v)}{A + 2Bu(v)}, \quad (1.78)$$

$$N_2 = N \frac{Bu(v)}{A + 2Bu(v)}. \quad (1.79)$$

Şəkil 1.14-də iki səviyyəli sistemin enerji səviyyələrindəki zərrəciklərin sayının həyəcanlanma enerjisinin sıxlığından asılılığı göstərilmişdir. Həyəcanlandırma enerjisi sıfıra bərabər olduqda bütün zərre-



Şəkil 1.14. İkisəviyyəli sistemdə $N_1=f(u)$ asılılığı.

ciklər E_1 enerji səviyyəsində olur. Həyəcanlandırma enerjisi ardaqca N_2 monoton artır, N_1 isə monoton olaraq azalır. Həyəcanlanma enerjisinin sonsuz böyük qiymətlərində hər iki səviyyədə olan atomların sayı

bərabərləşir. Deməli, bu sistemdə $N_2 > N_1$ (zərrəciklərin inversiyası) halı alınmır. Buradan belə bir nəticəyə gəlmək olar ki, ikisəviyyəli sistemdə optik həyəcanlandırma üsulu ilə inversiya halı yaratmaq prinsipal olaraq mümkün deyil. Ona görə də belə halda olan mühitlərdən keçərkən işıq selinin güclənməsi və generasiyası yarana bilməz.

İndi qeyri-stasionar hala baxaq. Baxılan sistem termodinamik tarazlıq haldadır. Həmin halda sistemin E_1 və E_2 enerji səviyyələrində olan atomların sayı aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$N_1^0 = \frac{N}{1 + e^{-hv/kT}}, \quad (1.80)$$

$$N_2^0 = \frac{Ne^{-hv/kT}}{1 + e^{-hv/kT}}. \quad (1.81)$$

Tutaq ki, xarici sahənin təsiri müəyyən sonlu t_1 zaman müddətində davam etmişdir. (1.76) və (1.77) tənliklər sistemini $N_2(0) = N_2^0$ və $N_2(\infty) = N_2^{st}$ şərtlərini nəzərə almaqla həll etsək alarıq:

$$N_2(t) = -(N_2^{st} - N_2^0)e^{-t/\tau} + N_2^{st}. \quad (1.82)$$

Höyəcənlanma enerjisi t_1 anından sonra kəsildikdə E_2 enerji səviyyəsində olan atomların sayının azalması qanunu belə olacaqdır:

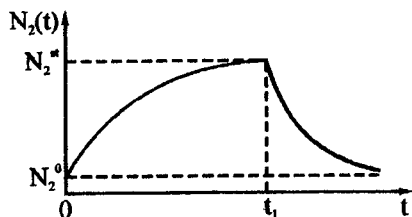
$$N_2(t) = (N_2^{st} - N_2^0) e^{-(t-t_1)/\tau_0} + N_2^0. \quad (1.83)$$

Burada N_2^0 və N_2^{st} - E_2 səviyyəsində tarazlıq və stasionar hallarda olan zərrəciklərin sayıdır. τ_0 və τ kəmiyyətləri aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\tau_0 = \frac{1}{A}, \quad (1.84)$$

$$\tau = \frac{1}{A + 2Bu}. \quad (1.85)$$

(1.82) və (1.83) düsturlarına uyğun olaraq E_2 səviyyəsində atomların sayının zamandan asılı olaraq artması və sonra da azalması qrafikləri şəkil 1.15-də göstərilmişdir.



Şəkil 1.15. Höyəcənlanmış səviyyədə olan atomların zamandan asılılığı.

İkisəviyyəli sistem

üçün aldığımız N_1 və N_2 saylarının xarici sahədən asılılığı

düsturlarını udulma əmsalının (1.26) ifadəsində nəzərə alıqda yaza bilərik: $k_{m n}(\nu) = \frac{B_{m n} h \nu}{\nu} (N_m - N_n)$

$$k_{12}(\nu) = \frac{B_{12} h \nu}{\nu} (N_1 - N_2) = \frac{B_{12} h \nu N}{\nu} \frac{A}{A + 2B_{12} u} \quad (1.86)$$

(1.86) düsturunu asanlıqla aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$k(\nu) = \frac{k_0(\nu)}{1 + \alpha u} \quad (1.87)$$

Burada

$$k_0(\nu) = \frac{B_{12} h \nu}{\nu} N \quad (1.88)$$

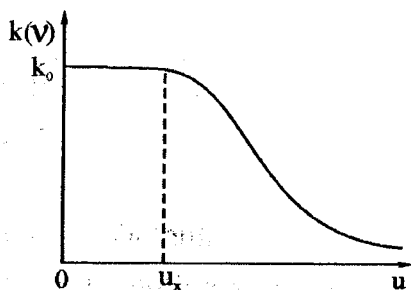
xətti udulma əmsalı,

$$\alpha = \frac{2B_{12}}{A} \quad (1.89)$$

qeyri-xəttilik parametri adlanır.

(1.87) düsturu udulma əmsalının xarici sahədən qeyri-xətti asılı olduğunu göstərir (şəkil 1.16). $\alpha u \ll 1$ şərti daxilində udulma əmsalı xarici sahədən asılı deyil. Bu hal klassik xətti optikada ödənilir və udulma əmsalı (1.88)

düsturu ilə hesablanır. Sahənin çox böyük qiymətlərində udulma əmsalı sıfıra bərabər olur. Belə mühitdə $N_1 = N_2$ şərti ödənilir və $k = 0$ olduğuna görə mühit həmin tezlikli işıq seli üçün şəffaf hala keçir.)



Şəkil 1.16. Udulma əmsalının xarici sahənin enerji sıxlığından asılılığı.

Diferensial şəkildə Buger qanununda udulma əmsalının xarici sahənin intensivliyindən asılılığını nəzərə alıb yazıla bilər:

$$dJ = -\frac{k_0 J dx}{1 + \frac{\alpha}{v} J} \quad (1.90)$$

Aydındır ki, mühitdə zərrəciklərin inversiyası halı yaradılsa, onda yayılan işıq selinin intensivliyi artacaqdır. Bu halda işıq seli mühitdə yayılarkən enerjinin müəyyən hissəsi itir. Enerjinin güclənməsini və itkilər hesabına azalmasını nəzərə almaqla Buger qanununu diferensial şəkildə yazmaq olar:

$$\frac{dJ}{dx} = \left(\frac{k_0}{1 + \frac{\alpha J(x)}{v}} - \rho \right) J(x). \quad (1.91)$$

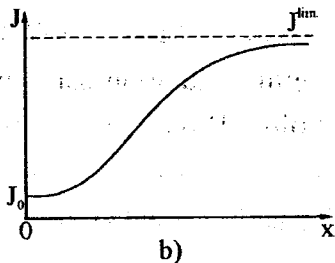
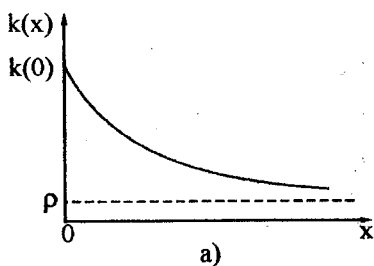
(1.91) düsturundan görünür ki, işıq selinin artması güclənmə əmsalının azalmasına gətirir. Öz növbəsində güclənmə əmsalının azalması işıq selinin intensivliyinin artımını zəiflədir. Bu da öz növbəsində güclənmə əmsalının sonrakı azalmasını zəiflədir. Nəticə etibarilə ($z \rightarrow \infty$) güclənmə əmsalı azalaraq itkilər əmsalına bərabər olur. (1.91) düsturunda bu enerjilərin kompensasiyalığını nəzərə alsaq yazıb bilərik:

$$\frac{k_0}{1 + \frac{\alpha}{v} J^{\text{lim}}} = \rho. \quad (1.92)$$

Buradan da işıq selinin limit qiyməti J^{lim} üçün alırıq:

$$J^{\text{lim}} = \frac{v(k_0 - \rho)}{\rho\alpha}. \quad (1.93)$$

Şəkil 1.17-də güclənmə əmsalının və işıq selinin intensivliyinin qeyri-xətti doyma effekti nəticəsində mühitin qalınlığından asılılıqları göstərilmişdir. Doyma



Şəkil 1.17. Güclənmə əmsalının (a) və işığın intensivliyinin (b) fəal mühitin qalınlığından asılılığı.

effekti nəzərə almaqla Buger qanununun qeyri-xətli formasını yazmaq olar. (1.91) və (1.93) düsturlarından

$$\frac{dJ}{dx} = \frac{J^{\text{lim}} - J(x)}{J(x) + v/\alpha} J(x) \rho. \quad (1.94)$$

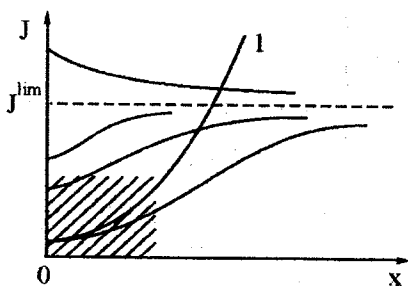
(1.94) tənliyindən aşağıdakı nəticələri almaq olar:

1. $J(x) < J^{\text{lim}}$ olarsa, yayılan selin intensivliyi artır.
2. $J(x) = J(0) = J^{\text{lim}}$ olarsa, selin intensivliyi dəyişilmir.
3. $J(x) > J^{\text{lim}}$ olarsa ($J(0) > J^{\text{lim}}$ ödənilməlidir) mühitdə yayılan işığın intensivliyi azalar.

(1.94) düsturundan asanlıqda görmək olar ki, zəif işıq seli üçün ($J(x) \ll J^{\text{lim}}$ və $J(x) < v/\alpha$) həmin tənliyi belə yazmaq olar:

$$\frac{dJ}{dx} = (k_0 - \rho) J(x). \quad (1.95)$$

Bu tənliyin həllindən işığın güclənməsi üçün məlum Buger qanunu alınır. Şəkil 1.18-də müxtəlif başlanğıc intensivliyi olan işıq dəstələrinin gücləndirici mühitdə yayılması $J(x)$ asılılıqları göstərilmişdir.



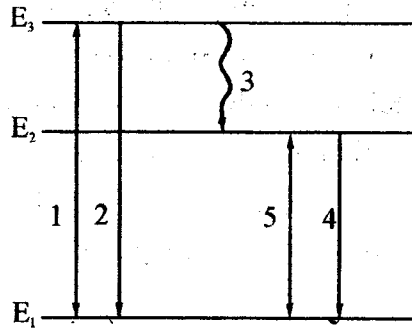
Şəkil 1.18.

dir. Buger qanunu yalnız ştrixlənmiş oblastda ödənilir. Həmin oblastda xətti optika qanunları doğrudur. Şəkildən görünür ki, işıq selinin başlanğıc qiymətindən asılı olmayaraq, verilmiş mühitdə $J(x)$ funksiyası eyni limit qiymətinə yaxınlaşır. Şəkildəki 1 işarəli qrafik doyma effekti nəzərə alınmayan halda Buger qanununa uyğundur. Doyma effekti nəzərə almaqla yazılan (1.91) tənliyini inteqrallasaq aşağıdakı ifadəni yazıya bilərik:

$$\ln \frac{J(x)}{J(0)} = (k_0 - \rho)x - \frac{k_0}{\rho} \ln \frac{1 - \frac{\rho}{k_0 - \rho} \cdot \frac{\alpha J(0)}{v}}{1 - \frac{\rho}{k_0 - \rho} \cdot \frac{\alpha J(x)}{v}}. \quad (1.95')$$

§ 1.9. Mühitlərdə zərrəciklərin inversiya halının yaradılması

Bundan əvvəlki paragrafda gördük ki, ikisəviyyəli sistemdə stasionar halda zərrəciklərin inversiyasını almaq mümkün deyil. Ona görə də lazer şüalanmasını almaq üçün üç və daha çox enerji səviyyəsi olan kvant sistemlərindən istifadə olunur. Şəkil 1.19-da üç-səviyyəli kvant sisteminin işçi halları sxemi və enerji səviyyələri arasında baş verən keçidlər göstərilmişdir.



Şəkil 1.19. Üçsəviyyəli işçi halları sxemi.

Termodinamik tarazlıq halında N_1 , N_2 və N_3 zərrəciklərin sayları üçün $N_3 \ll N_1$ və $N_2 \ll N_1$ şərtləri ödənilir. Sistemin tezliyi $\nu_{31} = (E_3 - E_1)/h$ və enerjinin spektral sıxlığı $\mu_{13}(\nu)$ olan xarici sahə ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində tarazlıq halı pozulacaqdır. Həyəcanlandırma optik üsulla baş verdiyinə görə E_3 səviyyəsinin eni böyük olmalıdır. E_3 səviyyəsindən zərrəciklər $E_3 \rightarrow E_2$ qeyri-optik, $E_3 \rightarrow E_1$ spontan şüalanma və $E_2 \rightarrow E_1$ məcburi şüalanma yolu ilə keçidlər ola bilər. E_2 səviyyəsində atomların toplanması və E_1 -ə nəzərən inversiyanın alınması üçün aşağıdakı şərtlər ödənilməlidir:

$$A_{32} \gg A_{31}, \quad A_{32} \gg A_{21}, \quad (1.96)$$

yəni E_2 səviyyəsi metastabil olmalıdır. Həyəcanlandırma enerjisinin müəyyən qiymətindən böyük qiymətlərində bu sistemdə $N_2 > N_1$ inversiya halı alınır. Bu o deməkdir ki, belə sistemdə fəal hal mümkündür və ν_{21} tezlikli sahənin güclənməsi və generasiyası yarana bilər.

Üçsəviyyəli sistemdə inversiya şərtini almaq üçün stasionar halda aşağıdakı tənliklərdən istifadə olunur:

$$N_1 + N_2 + N_3 = N, \quad (1.97)$$

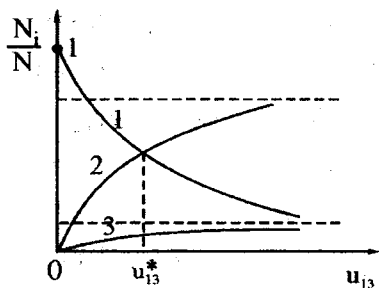
$$N_1 B_{13} u_{13} = (A_{31} + P_{32}) N_3, \quad (1.98)$$

$$A_{21} N_2 = P_{32} N_3. \quad (1.99)$$

Bu tənliklər sistemindən inversiya şərti üçün $N_3 \ll N_1$ olduqda alırıq:

$$N_2 - N_1 = N \frac{B_{13} u_{13} - A_{21}}{B_{13} u_{13} + A_{21}}. \quad (1.100)$$

İnversiya halı həyəcanlandırma enerjisinin qiymətindən böyük qiymətlərdə yaranır (şəkil 1.20). (1.100) tənliyindən $N_1=N_2$ yazaraq u_{13}^* həyəcanlanma enerjisinin minimal qiymətini tapmaq olar:



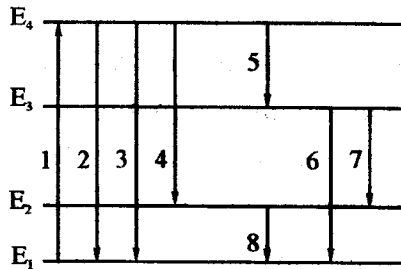
Şəkil 1.20. Üçsəviyyəli sistem üçün $N_i=f(u_{13})$ asılılığı.

$$B_{13}u_{13} > A_{21}. \quad (1.101)$$

Bu düsturdan aydın olur ki, üçsəviyyəli sistemdə lazer keçidinin spontan şüalanmasının ehtimalı kiçik olmalıdır ki, həmin keçiddə inversiya halı alınsın. Bundan başqa E_3 və E_2 enəji səviyyələri mümkün qədər bir-birinə yaxın olarsa, qeyri-optik keçidlərin hesabına ayrılan istiliyin miqdarı az olar. Üçsəviyyəli sistemlərin prinsipal nöqsanı böyük həyəcanlandırma gücünün lazım olmasıdır. Bu sistemlərdə zərrəciklərin inversiyası əsas enerji səviyyəsinə görə yaranır. Bunun üçün isə zərrəciklərin $N/2$ hissəsini həyəcanlandırmaq lazımdır.

Praktikada dördsəviyyəli kvant sistemlərindən də istifadə olunur (şəkil 1.21). Belə sistemlərdə inversiya halı yaratmaq üçün az enerji lazımdır. Xarici həyəcanlandırma enerjisi 1-4 keçidində udulur və əsas səviyyədə olan

zərrəcikləri E_4 səviyyəsinə keçirir. Bu sistemlərdə E_3 səviyyəsi metastabil olur və $A_{43} \gg A_{32}$ və $A_{21} \gg A_{32}$ şərtləri ödənildikdə zərrəciklərin E_3 metastabil səviyyəsində toplanması baş verir.



Şəkil 1.21. Dördsəviyyəli işçi halları sxemi.

Nəticədə həyəcanlanmanın müəyyən u_{14}^* qiymətindən böyük qiymətlərində $N_3 > N_2$ inversiya şərti ödənilir. Bu halda inversiya praktiki olaraq boş E_2 səviyyəsinə görə yaradıldığına görə az enerji tələb olunacaqdır.

(Qazlarda inversiya yaratmaq üçün elektrik boşalmasından istifadə olunur.) Seyrəlmiş qazla doldurulmuş borunun uclarındakı elektrodlara kifayət qədər böyük gərginlik verilir. Borudakı qaz atomları elektrik sahəsində sürətlənmiş elektronlarla toqquşaraq ionlaşır. Atomların bir hissəsi elektronlarla toqquşmaları nəticəsində həyəcanlanmış enerji səviyyələrinə keçir. Bu halda ionlaşma baş vermir. Qaz boşalması nəticəsində yaranan şüalanma spontan şüalanmadır.

(Qazlarda elektrik boşalması nəticəsində müəyyən şərtlər daxilində enerji səviyyələri üçün zərrəciklərin inversiya halı yarana bilər. Qazlarda eyni zamanda bir neçə keçiddə inversiya halı yarana bilər.)

Yarımkəçiricilərdə işığın məcburi şüalanması nəticəsində güclənməsi və ya generasiyası üçün elektron və deşiklərin enerjilərinə görə qeyri-tarazlıqda paylanmasını almaq lazımdır. Bu məsələ üç üsulla həll edilmişdir:

1) injeksiya üsulu – nazik $p-n$ təbəqəsində inversiya almaq;

2) optik həyəcanlandırma ilə keçirici zonada elektronların konsentrasiyasını kifayət qədər artırmaq;

3) yüksək enerjili elektronlarla yarımkəçiricini bombardman etməklə.

Mürəkkəb molekulların məhlulları əsasında qurulan lazerlərdə molekulların inversiya halını almaq üçün optik üsuldən istifadə olunur. Bu növ lazerlərin enerji səviyyələri enli zolaqlardan ibarətdir. Belə sistemlərdə hətta iki enerji zolağı arasında inversiya almaq mümkündür.

Kimyəvi lazerlərdə inversiyanın alınması maddələrin kimyəvi reaksiya nəticəsində həyəcanlanmış enerji səviyyəsində olmasına əsaslanır.

Paylanmış əks rəbitəli lazerlərdə bir-birilə müəyyən bucaq əmələ gətirən iki koherent işıq dalğasının interferensiyası mühitdə fəzada modullaşan inversiya mənzərəsini yaradır.

§1.10. Optik rezonatorlar

Lazer optik tezliklərdə işləyən kvant generatorudur. Hər bir elektomaqnit rəqs generatoru kimi lazer də gücləndirici sistemdən və müsbət əks rəbitə yaradan qurğudan ibarətdir. Lazerlərdə müsbət əks rəbitə məxsusi tezlikləri optik diapazonda yerləşən rezonator vasitəsilə baş verir. Hələ lazer yaradılmamışdan xeyli qabaq həcmi rezonatorlarda elektromaqnit sahəsinin rəqs növləri yaxşı öyrənilmişdi. Belə rezonatorlarda elektromaqnit sahəsinin rəqslərini Maksvel tənliklərini uyğun halda həll etməklə almaq olar. Baxılan halda həmin tənliklərin həlli göstərmişdir ki, rezonatorun daxilindəki elektromaqnit sahəsi ayrı-ayrı rəqs növlərinin və ya rezonatorun modalarının superpozisiyası şəklində göstərmək olar. (Hər bir rəqs növünün elektrik sahəsinin intensivliyini aşağıdakı kimi göstərmək olar:

$$E_n(x, y, z, t) = E'_n(x, y, z) \cdot e^{i\omega_n t} \quad (1.102)$$

Burada E' - kompleks amplitud, ω_n - diskret spektri olan məxsusi tezlikdir. Həcmi V olan rezonatorunda spektrin ν və $\nu + d\nu$ intervalında yerləşən modaların sayı Reley-Cins düsturuna görə

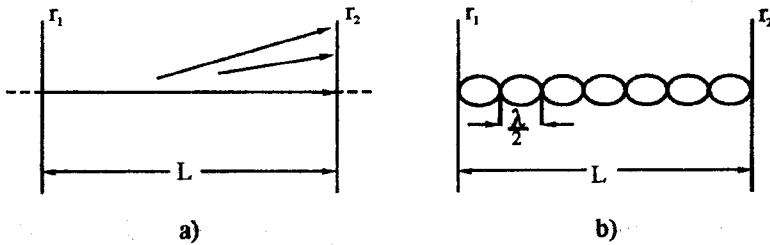
$$\frac{8\pi\nu^2}{c^3} V d\nu = 8\pi \frac{V}{\lambda^3} \cdot \frac{d\nu}{\nu} \quad (1.103)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

(1.103) düsturundan görünür ki, həcmi rezonatorda mövcud ola bilən modaların sayı tezliyin artması ilə kəskin artır. Bu halda rezonatorun məxsusi tezliklər spektri elə sıxlaşır ki, rezonator öz rezonans xassələrini itirir. Bu səbəbə görə lazerdə açıq rezonatorlardan istifadə olunur.

Açıq rezonatorlarda mövcud ola bilən modaların spektri xeyli seyrəkdir. Açıq rezonatorda həcmi rezonatordan fərqli olaraq işığın güzgü səthlərindən difraksiyası baş verir. Ona görə də hər bir modanın difraksiya itkiləri vardır. Rezonatorun oxuna yaxın modalar üçün difraksiya itkiləri ən kiçikdir. Açıq rezonatorun modaları iki qarşı-qarşıya yayılan və güzgülərdən əks olunduqdan sonra bir-birini əvəz edən işıq dalğaları kimi təsvir etmək olar.

Ən sadə optik rezonator bir-birinə paralel olan və müəyyən məsafədə yerləşən iki müstəvi paralel



Şəkil 1.22. Passiv optik rezonator: a) şüalar və b) durğun dalğaların yaranması.

güzgüldən ibarətdir. Güzgülər rezonatorun oxuna perpendikulyardır (şəkil 1.22a). Belə rezonator optikada Fabri-Pero etalonu adı ilə məlumdur. Açıq rezonatorun modaları durğun dalğalar formasında olur (şəkil 1.22 b).

Güzgülər arasında durğun dalğaların yaranması üçün onların arasındakı məsafə L tam sayda yarımdalğaya bərabər olmalıdır:

$$L = q \frac{\lambda}{2}, \quad q=1, 2, 3, \dots \quad (1.104)$$

(1.104) düsturundan rezonatorun daxilində mövcud ola bilən durğun dalğaların tezlikləri üçün alırıq:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = q \frac{c}{2L}. \quad (1.105)$$

Qonşu tezliklər arasındakı interval isə aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$\Delta \nu = \nu_q - \nu_{q-1} = \frac{c}{2L}. \quad (1.106)$$

Rezonatorun daxilində fəal mühit olduqda (1.106) düsturunda mühitin sındırma əmsalı \bar{n} də nəzərə almaq

lazımdır. Bu hal üçün qonşu durğun dalğaların tezlikləri fərqli düsturu

$$\Delta v = \frac{c}{2Ln} \quad (1.107)$$

şəklində yazılır.

(1.104) – (1.107) düsturları rezonatorun oxu boyunca yayılan müstəvi dalğalar üçün doğrudur. Rezonatorun bu şəkildə təyin olunmuş məxsusi tezlikləri uzununa və yaxud aksial modaları adlanır. Açıq rezonatorun oxu ilə müəyyən θ bucağı əmələ gətirən müstəvi dalğaların toplanmasından alınan durğun dalğalar

$$L \cos \theta = q \frac{\lambda}{2} \quad (1.108)$$

düsturu ilə təyin olunur. Buradan da durğun dalğaların məxsusi tezliyi üçün yazıla bilər:

$$v = q \frac{c}{2L \cos \theta} \quad (1.109)$$

Bu halda yaranan modalar eninə və yaxud qeyri-aksial modalar adlanır. (1.109) düsturundan görünür ki, L və v fiksə olunarsa, rezonatorun daxilində dalğa vektorunun istiqamətləri ilə fərqlənən modalar

mümkündür. Hər bir moda tam və müsbət qiymətlər olan üç indekslə xarakterizə olunur (şəkil 1.23).

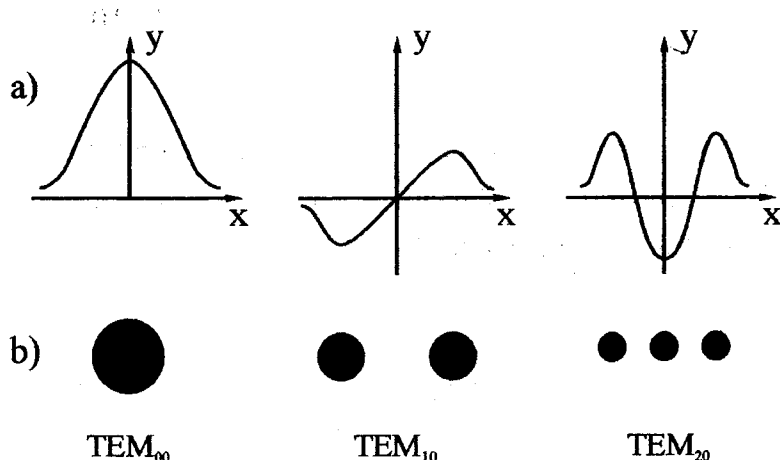


Şəkil 1.23. Passiv rezonatorun modaları.

Birinci iki indeks (düzbucaqlı formalı güzgülər üçün m və n , dairəvi formalı güzgülər üçün isə p və l işarələri qəbul olunmuşdur) modanın amplitudunun eninə paylanmasını xarakterizə edir. Üçüncü indeks q rezonatorun güzgüləri arasında yerləşən durğun dalğalarda düyünlərin sayını göstərir.

Açıq rezonatorlarda elektromaqnit sahəsi eninə sahəyə yaxın olduğuna görə (\vec{E} və \vec{H} vektorları rezonatorun oxuna perpendikulyardır) modalar TEM_{mnp} kimi işarə olunur. TEM eninə elektrik və maqnit sahəsi mənasını verir. Çox vaxt modaları TEM_{mn} şəklində işarə edirlər, yəni q indeksi yazılmaz. m ədədi sahə istiqamətinin x oxu boyunca, n isə y oxu boyunca, (polyarlaşma müstvisi y oxundan keçir), dəyişilmə sayını xarakterizə edir. m və n -in fiksə olunmuş qiymətlərinə uyğun olan (q -nın qiymətləri ixtiyarı olduqda) rəqs növünə eninə moda deyilir. q indeksi fiksə olunduqda yaranan modalar uzununa moda adlanır. Hər eninə modaya bir neçə uzununa moda uyğun gəlir ki, bunlar da

rezonatorun oxu boyunca düyünlərin sayı ilə fərqlənir. İndeksləri $m=0, n=0$ və yaxud $p=0, l=0$ olan moda əsas



Şəkil 1.24. Bəzi eninə modaların amplitudlarının (a) və intensivliklərinin (b) rezonatorun güzgüsü səthində paylanması.

moda adlanır, Bu moda üçün rezonatorun səthində amplitudun paylanması Gauss funksiyası ilə ifadə olunur (şəkil 1.24).

Ümumi halda müxtəlif eninə modalar müxtəlif tezliklərə və difraksiya itkilərinə malikdirlər. Əsas moda TEM₀₀ üçün difraksiya itkiləri ən kiçikdir.

Hər bir moda üçün rezonatorun keyfiyyətlik əmsalı (Q-Faktor) vardır. Rezonatorun daxilində rəqslərin tam enerjisinin bir period müddətində itirdiyi enerjiyə nisbətində modanın keyfiyyətlik əmsalı deyilir. Keyfiyyətlik

əmsalı müəyyən moda üçün aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$Q = \frac{\nu}{\Delta\nu_r}. \quad (1.110)$$

Burada $\Delta\nu_r$ - rezonatorun modasının spektral enidir. Modanın spektral eni şüalanmanın rezonatorun daxilində yaşama müddəti ilə əlaqədardır:

$$\Delta\nu_r = \frac{1}{2\pi\tau_r}. \quad (1.111)$$

Şüalanmanın rezonatorun daxilində yaşama müddəti τ_r isə rezonatorun güzgülərində yaranın k_{iki} itkilər əmsalı ilə bağlıdır. Bunları nəzərə alaraq keyfiyyətlik əmsalı üçün alırıq:

$$Q = 2\pi\nu\tau_r = \frac{2\pi\nu}{\nu k_{iki}}. \quad (1.112)$$

Praktikada istifadə olunan rezonatorların güzgüləri müxtəlif ola bilər. Güzgülər müstəvi (düzbucaqlı və ya dairəvi) və ya sferik ola bilər. Bəzi hallarda güzgülərdən biri müstəvi digəri isə sferik formada olur. Güzgülər arasındakı L məsafəsindən və onların əyrilik

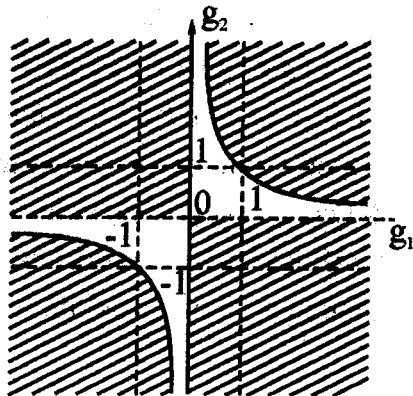
radiuslarından asılı olaraq müstəvi paralel ($R_1=R_2=\infty$),
 konfokal ($R_1=R_2=R=L$), konsentrik ($R_1=R_2=R=\frac{L}{2}$),
 yarımkonfokal ($R_1\rightarrow\infty, R_2=2L$) və yarımkonsentrik,
 ($R_1\rightarrow\infty, R_2=L$) açıq rezonatorlardan istifadə olunur.

Açıq rezonatorlar dayanıqlı və dayanıqsız ola bilər. Kiçik difraksiya itkilərinə malik olan rezonator dayanıqlı, böyük difraksiya itkilərinə malik rezonator isə dayanıqsız rezonator adlanır. Dayanıqsız rezonatorada işıq dəstəsi fokusa yığılmır və hər keçid zamanı toplanan sahənin enerjisinin xeyli hissəsi rezonatordan çıxır. Optik rezonatorun nəzəriyyəindən alınmışdır ki, rezonator $g_1 = 1 - \frac{L}{R_1}$ və $g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$ parametrləri ilə xarakterizə olunur, Rezonatorun dayanıqlı olması şərti belədir:

$$0 < g_1 \cdot g_2 < 1 \quad (1.113)$$

(1.113)-də R_1 - çökük güzgülər üçün müsbət, qabarıq güzgülər üçün mənfidir.

Şəkil 1.25-də dayanıqlıq diaqramı göstərilmişdir. Şəkildə ştrixlənmiş hissələr dayanıqsız hallara uyğundur.



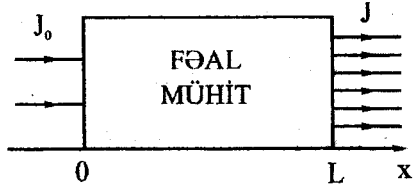
Şəkil 1.25. Dayanıqlıq diaqramı.

Şekildə (0,0) nöqtəsi simmetrik konfokal ($R_1=R_2=L$), (1.1) nöqtəsi müstəvi paralel ($R_1=R_2=\infty$) və (-1, 1) – konsentrik ($R_1=R_2=\frac{L}{2}$) rezonatora aiddir.

Lazer texnikasında həm dayanaqlı və həm də dayanaqsız rezonatorlardan istifadə olunur. Çox güclü lazerlərdə dayanaqsız rezonatorlardan istifadə olunur.

§ 1.11. Lazerin iş prinsipi

İşçi maddənin müəyyən kvant keçidlərində hər hansı bir üsulla zərrəciklərin inversiya halı alınmışdırsa, onda həmin mühitdən keçən rezonans tezlikli dalğa məcburi şüalanma nəticəsində güclənəcəkdir (şəkil 1.26). Belə sistemlər kvant gücləndiriciləri

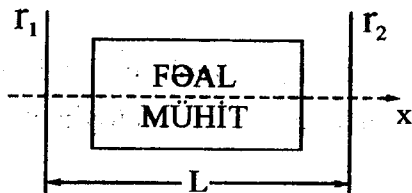


Şəkil 1.26. Kvant gücləndiricisi.

adlanır. Aydın ki, mühitdə yayılan işığın intensivliyi Buger qanununa uyğun olaraq artır. Mühitdən keçərkən dalğanın qeyri-rezonans itkilərini (səpilmə, aşqarlar tərəfindən udulma, difraksiya itkiləri) nəzərə alsaq, Buger qanunu aşağıdakı şəkildə olar:

$$J = J_0 e^{(k-p)L} \quad (1.114)$$

Burada ρ - fəal mühidə vahid uzunluğa düşən enerji itkisini xarakterizə edən sabitdir. Güclənmə əmsalı isə (1.26) düsturu ilə verilir və vahid uzunluqda məcburi şüalanma nəticəsində yaranan enerji artımını xarakterizə edir. Qeyd etmək lazımdır ki, gücləndiricidə çıxış signalının intensivliyi giriş signalının intensivliyinin funksiyasıdır. Gücləndiricidən fərqli olaraq generatorun girişinə heç bir signal verilmir. Lazerlərdə həmin signal fəal mühidə yaranan spontan şüalanmadır. Gücləndiricini optik generatora çevirmək üçün müsbət əks rəbitə yaratmaq lazımdır. Şəkil 1.27 -də optik kvant generatorunun-lazerin prinsipal sxemi göstərilmişdir.



Şəkil 1.27. Lazerin prinsipal sxemi.

Lazer fəal mühidən, inversiya yaratmaq üçün lazım olan mənbədən və müsbət əks rəbitəni təmin edən rezonatorndan ibarətdir. Güzgülərin qaytarma əmsalları r_1 və r_2 -dir. Fərz edək ki, fəal halda olan maddenin daxilində spontan şüalanma nəticəsində x oxu boyunca müəyyən tezlikli dalğa yayılır. Aydındır ki, həmin dalğa zərrəciklərin inversiyası yaradılmış fəal mühidən keçərkən güclənəcək və r_2 güzgüsünün səthinə düşəcəkdir. Həmin dalğa r_2 güzgüsündən əks olunaraq geriyyə qayıdaraq yenidən

güclənəcəkdir. Sonra bu dalğa r_1 güzgüsündən əks olunaraq başlanğıc nöqtəyə çatacaqdır. Beləliklə işıq şüası rezonatorun daxilində bir dövr (siki) etmişdir. Baxılan halda başlanğıcda işığın intensivliyi J_0 olarsa, rezonatorun daxilində bir dövr etdikdən sonra həmin işıq selinin intensivliyi məcburi şüalanma nəticəsində artaraq $r_1 r_2 J_0 e^{2kL}$ qiymətinə çatır. Lazerdə gerənsiya prosesini yaratmaq üçün

$$J_0 r_1 r_2 e^{2kL} = J_0 \quad (1.115)$$

şərti ödənilməlidir. (1.115) düsturundan fəal mühitin güclənmə əmsalını təyin etmək olar:

$$k = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2}. \quad (1.116)$$

(1.116) düsturu lazerin stasionar gerənsiya şərti adlanır. Beləliklə görmək olar ki, lazerin işləməsi üçün zərrəciklərin inversiyası və güclənmə əmsalının itkilər əmsalına bərabər olması (enerji şərti) şərti ödənilməlidir. (1.116) düsturunda güclənmə əmsalının (1.26) ifadəsini nəzərə alsaq, gerənsiya prosesi üçün tələb olunan zərrəciklərin $N_2 - N_1$ fərqi aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$N_2 - N_1 = \frac{\nu}{2LBh\nu} \ln \frac{1}{r_1 r_2}. \quad (1.117)$$

Praktikada işıq enerjisinin rezonatorun kənarından çıxması üçün güzgülərdən biri yarımşəffaf olur. Güzgülərdən əks olunan dalğanın faza dəyişmələri $\Delta\varphi_1$ və $\Delta\varphi_2$ olarsa, bir tam dövrdən sonra faza sürüşməsi aşağıdakı kimi təyin olunmalıdır:

$$\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2L = 2\pi q, \quad (1.118)$$

$$q = 0, 1, 2, 3, \dots$$

(1.118) şərtindən görünür ki, stasionar halda dalğa rezonatorun daxilində $2L$ məsafəsini keçdikdə və güzgülərdən iki dəfə əks olunduqda tam dövr sayına bölünən faza sürüşməsi yaranmalıdır. Bununla generatorda müsbət əks rəbitə təmin olunur. Əgər hər hansı bir rezonans tezliyi üçün faza sürüşməsi şərti ilə yanaşı (1.117) enerji şərti də ödənilirsə, onda həmin tezlikdə işığın generasiyası baş verəcəkdir. Bu şərtlər ödənildikdə optik kvant generatoru öz-özünə həyəcanlanacaqdır. Qeyd etdiyimiz kimi optik kvant generatoruna xaricdən gücləndirmək üçün siqnal verilmir. Lazerdə həmişə spontan şüalanma nəticəsində yaranan fotonlar məjburi

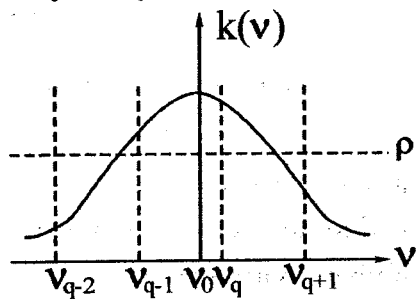
keçidlər hesabına güclənməyə təkan verir. Güclənən şüanın gücü hədsiz böyüyə bilməz. Həyəcanlanmış enerji səviyyəsindən aşağı səviyyəyə məcburi şüalanma nəticəsində baş verən keçidlərin hər biri fəal atomların sayını azaldır. Aşağı səviyyədə olan atomlar isə şüanı udmağa başlayırlar. Nəticədə baxılan iki enerji səviyyəsində olan atomların sayı bərabərləşər, yəni doyma halı yaranar. Doyma rejimində inversiya halı pozulduğuna görə işığın güclənməsi də baş vermir.

Müəyyən tezlikdə düz və əks istiqamətlərdə baş verən rəqslərin interferensiyası rezonator da durğun dalğalarının yaranmasına gətirir. Hər bir mümkün olan rəqs tezliyinə durğun dalğanın özünəməxsus şəkli uyğundur. Ona görə də rezonator generasiya prosesində yaranan şüalanma spektrinin formalaşmasına təsir edir. Məcburi şüalanma hesabına yaranan spektral xətlərin eni çox kiçik olur, xətlərin monoxromatiklənməsi baş verir. Bundan başqa rezonator şüanın kəskin istiqamətli olmasında əsas rol oynayır.

Beləliklə, (ışığın generasiya prosesinə fəal mühitin və rezonatorun xarakteristikaları təsir edir.) Əgər fəal mühidə işığın gücləndirilməsi baş versə, rezonator vasitəsilə məcburi keçidlər nəticəsində yaranan dalğaların tezlik spektrinin formalaşması baş verir.

Aydın ki, (lazer şüalanmasında aktiv rezonatorun daxilində mövcud ola bilən modalar iştirak edir.

Generasiya prosesində yalnız işçi maddənin spektral xəttinin daxilində yerləşən modalar iştirak edəcəkdir. Lakin bu modalar üçün itkilər eyni deyil. Rezonatorun oxu ilə müəyyən bucaq təşkil edən modalar üçün itkilər böyükdür. Ona görə də rezonatorun oxu boyunca yayılan modalar üçün itkilər minimal olur və həmin modaların intensivliyi tez artır (şəkil 1.28).



Şəkil 1.28. Rezonatorun uzununa modalarının spektri və lazerin fəal mühitinin güclənmə əmsalının konturu.

Şəkil 1.28-dən görünür

ki, rezonatorun uzununa modalarından yalnız dördü lazerin fəal mühitinin güclənmə əmsalının konturunun daxilində yerləşir. Lakin generasiyanın enerji şərti iki moda (v_q və v_{q-1}) üçün ödənilir. Həmin modaların şüalanma intensivlikləri eyni deyil. Ona görə də generasiya spektrinin eni v_q tezliyində yaranan monoxromatik şüalanmanın eni ilə təyin olunur.

II FƏSİL

LAZERLƏR

§2.1. Lazerlərin təsnifatı və əsas xarakteristikaları

Lazerləri müxtəlif əlamətlərinə görə müəyyən qruplara ayırmaq olar. Lazerlərdə istifadə olunan işçi maddənin (fəal mühitin) fiziki halına görə aşağıdakı növlərə ayırmaq olar:

- bərk cisim lazerləri;
- qaz lazerləri;
- yarımkeçirici lazerlər;
- maye lazerləri.

Qaz lazerlərində həyəcanlandırma və məcburi şüalanma prosesləri atom, molekul və ionların enerji səviyyələrindən istifadə edilməklə baş verə bilər. Bu halda həmin lazerlər uyğun olaraq atomar, molekulyar və ion lazerləri adlanır. Aydınır ki, atomar və molekulyar lazerlərdə neytral zərrəciklər, ion lazerlərində isə yüklü zərrəciklər-ionlar kvant keçidlərində iştirak edir.

Rezonans sisteminin növünə görə xətti və həlqəvi lazerlər vardır. Həlqəvi lazerlərdə işıq şüası qapalı kontur boyunca yayılır. Bu növ generatorlar həmçinin qaçan dalğa lazerləri adlanır.

İş rejimindən asılı olaraq arası kəsilməyən şüalanma və impuls şəklində şüalanma verən lazerlər vardır.

Şüalanma tezliyindən asılı olaraq infraqırmızı, görünən və ultrabənövşəyi dalğaları diapazonlarında işləyən lazerlər mövcuddur.

Fəal mühitin atomlarının işçi keçid yaradan iki enerji səviyyəsinin vəziyyətinə görə üçsəviyyəli və dördsəviyyəli lazerlər vardır. Lazerlərin fəal mühitlərinə qoyulan tələblər aşağıdakılardır:

- şüalanma spektral xəttinin eni mümkün qədər kiçik olmalıdır;

- udulma zolağı enli olmalı və həyəcanlandırma mənbəyinin spektral paylanması maksimumu ilə üst-üstə düşməlidir;

- qeyri-optik keçidlər hesabına udulan enerji mümkün qədər az olmalıdır;

- metastabil enerji səviyyəsi olmalıdır;

- lazer keçidində lüminessensiyanın kvant çıxışı böyük olmalıdır;

- bərk halda olan fəal mühitlər optik bircins, mexaniki möhkəm və yaxşı istilik keçiriciliyinə malik olmalıdır.

İndi də lazerlərin əsas texniki xarakteristikalarını araşdıraq:

1. Şüalandırdığı elektromaqnit dalğalarının dalğa uzunluğu λ və yaxud tezliyi ν . Hal-hazırda dalğa uzunluğu 0,23-538 mkm diapazonda yerləşən lazerlər mövcuddur. Optik diapazonda infraqırmızı $\lambda=750-0,75$

mkm, görünən $\lambda = 0,75 - 0,40$ mkm və ultrabənövşəyi $\lambda = 0,40 - 0,005$ mkm olan dalğalar yerləşir.

2. Lazerin şüalanma gücü. Arasıkəsilməyən rejimdə işləyən lazerlərin gücü impuls rejimində işləyən lazerlərin gücündən az olur. Ümumiyyətlə şüalanma gücünə görə lazerlər üç qrupa bölünür: gücü az olan (10^{-3} Vt), orta güclü (10^5 Vt) və çox güclü (10^9 Vt). Qeyd edək ki, lazerin şüalanma gücü və enerjisi bir-birilə şüalanma müddəti ilə əlaqədardır.

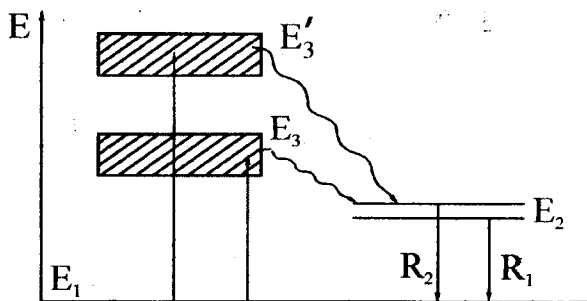
3. Lazerin faydalı iş əmsalı onun şüalandırdığı gücün həyəcanlandırmağa sərf olunan gücə nisbəti ilə təyin olunur. Bərk cisim lazerlərinin f.i.ə. 1- 3,5% , qaz lazerlərin – 1 + 10% və yarımkəçirici lazerinin – 40 - 60% - dir.

4. Lazerin şüalanma spektri generasiya prosesində iştirak edən tezliklər intervalından ibarətdir. Qaz lazerlərində spektral xəttin eni $10^{-6} - 10$ kHs, bərk cisim və maye lazerlərində 1000 MHs və yarımkəçirici lazerlərində 10000 MHs-dir. Lazer şüalanmasının koherentliyi və yayıldıqda dağılma bucağı da onun şüalanma spektri ilə əlaqədardır.

§ 2.2. Yaqut lazeri

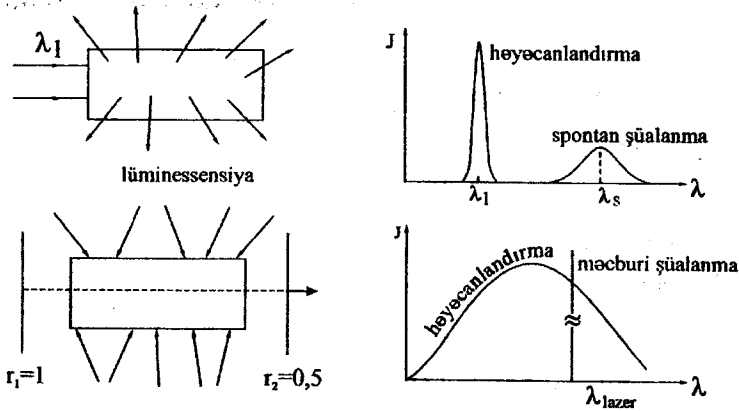
İlk lazerin fəal mühiti süni yaqut kristalından ibarət olmuşdur. Bu lazer 1960-cı ildə (ABŞ-da) Meyman tərəfindən yaradılmışdır. Yaqut kristalın mineraldır, onun rəngi çəhrayıdan tünd qırmızıyadək dəyişir. Yaqutun

quruluşu Al_2O_3 kristal qəfəsinə daxil olan üçvalentli xrom (Cr^{3+}) ionlarından ibarətdir. Xrom atomlarının konsentrasiyası 0,05 – 0,5 faizə qədər dəyişir. Xromun miqdarı yaqut kristalının rəngini təyin edir. Yaqut lazerində işçi zərrəciklər xrom ionlarıdır. Şəkil 2.1-də



xrom ionlarının Şəkil 2.1. Xrom ionunun enerji səviyyələri. enerji səviyyələri göstərilmiş-dir. Burada E_2 , E_3 və E_3' xrom ionlarının həyəcanlanmış enerji hallarına uyğundur. E_3 və E_3' uyğun olaraq yaşıl və bənövşəyi diapazonda udulma zolaqları, E_2 isə metastabil enerji səviyyəsidir. $E_2 - E_1$ keçidi seçmə qaydasına görə qadağandır. E_3 və E_3' səviyyələrində zərrəciklərin yaşama müddəti olduğca kiçikdir. $E_3 \rightarrow E_2$ və $E_3' \rightarrow E_2$ keçidləri qeyri-optikdir və uyğun enerji kristalın daxili enerjisinə çevrilir. Yaqut lazerində həyəcanlanma prosesi yalnız $E_1 \rightarrow E_3$ udulma zolağında baş verir. Ona görə bu halda zərrəciklərin inversiya halının yaranması üçsəviyyəli sistem üzrə gedir (bax §1.9). E_2 enerji səviyyəsi metastabil olduğuna görə inversiya halı $E_2 - E_1$ keçidində yaranır ($\lambda = 0,6943$ mkm).

Adi hallarda yaqut kristalında həyəcanlanmış atomlar spontan şüalanma yolu ilə əsas enerji halına qayıdırlar.)



Şəkil 2.2. Yaqutun spontan və məcburi şüalanmalarının sxematik müqayisəsi.

Məcburi şüalanma olduqda isə vəziyyət tamamilə dəyişir. Spontan və məcburi şüalanmaları əyani sürətdə müqayisə etmək məqsədilə aşağıdakı şəkilə nəzər salmaq (şəkil 2.2).

Əvvəlcə yaqut kristalını istiqamətlənmiş monoxromatik yaşıl şüalanma ilə işıqlandırmaq. Kristalın uzunluğu bir neçə santimetr olarsa, onda həmin işıq seli kristalda tamamilə udulacaq və lüminessensiya baş verəcəkdir. Bu proses spontan şüalanma olduğuna görə həmin şüalanma qeyri-monoxromatik və müəyyən istiqaməti olmayan işıqlanmadır. İkinci halda həmin yaqut kristalını rezonatorun daxilində yerləşdirək. Kristalı geniş spektral intervalda şüalanma verən güclü impuls lampası vasitəsilə həyəcanlandırmaq. Əgər E_2-E_1 keçidində

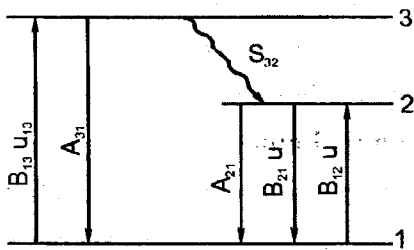
atomların inversiya halı alınarsa və lazerin generasiyası şərti ödənilsə onda istiqamətlənmiş, monoxromatik, koherent və yüksək spektral sıxlığı olan şüalanma yaranacaqdır.

Praktikada işlədilən yaqut kristallarının uzunluğu 5-20 sm, diametri isə 5-15 mm qədər olur. Bu kristalları həyəcanlandırmaq üçün impuls lampalarından istifadə olunur. Lampa $10^{-3} + 10^{-4}$ san müddətində işıqlanma verir. Həmin müddətdə yaqut kristalında əvvəlcə lüminessensiya sonra isə lazer şüalanması baş verir.

Yaqut lazerinin iki iş rejimi mümkündür: sərbəst generasiya və keyfiyyətliliyin (Q – faktor) modulyasiyası rejimi. Lazerdə inversiya və enerji şərtləri ödəniləndə başlanan iş rejimi sərbəst generasiya rejimi adlanır. Sərbəst generasiya rejimində yaqut lazerinin şüalanmasının zamandan asılılığı relaksasiya rəqsləri şəklində baş verir.

Keyfiyyətliliyin modulyasiyası rejimində yaqut lazerinin şüalanması gücü olduqca böyük olan bir impulsdan ibarət olur. Belə iş rejimi həmçinin nəhəng impuls rejimi adlanır. Nəhəng impuls almaq üçün maksimal inversiya alınana qədər sistemdə əks rabitə olmur. Sonra lazım olan anda əks rabitə yaradılır və generasiya prosesində monoimpuls yaranır. Monoimpulsun davam etmə müddəti ~ 1 nsan-dir.

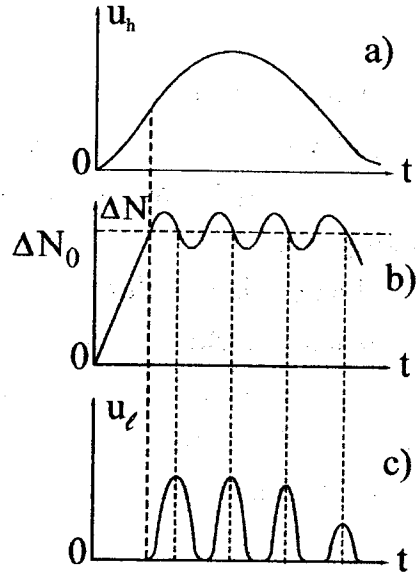
Sərbəst generasiya rejimi. Adətən yaqut lazeri impuls rejimində işləyir. İmpuls lampası 0,1–1 msan müddətində yaqutun yaşıl diapazonuna uyğun $E_1 \rightarrow E_3$ keçidində xrom ionlarını həyəcanlandırır. Bu halda ikinci udulma zolağının rolunu nəzərə almamaq olar və yaqut lazerinin iş rejimləri üçsəviyyəli kvant sistemində olduğu kimidir (şəkil 2.3).



Şəkil 2.3. Yaqut lazerinin enerji səviyyələri sxemi.

Həyəcanlanmanın təsiri ilə metastabil səviyyədəki zərrəciklərin sayı N_2 artır. Həyəcanlandıran impulsun gücünün müəyyən qiymətində generasiya prosesinin başlanması şərtləri (inversiya və enerjisi şərtləri) ödənilir. Generasiyanın başlanması həyəcanlandırmağa başlanan andan 10–100 mksan gec baş verir. Məcburi şüalanmanın generasiyası zəif spontan şüalanma əsasında başlanır. Generasiyanın başlanğıcında məcburi şüalanmanın gücü azdır və ona görə də həyəcanlandırma mənbəyi həmin məcburi keçidləri kompensasiya edərək E_2 səviyyəsində olan zərrəciklərin sayını artırır. Sonra isə məcburi şüalanma tədricən artır və E_2-E_1 keçidlərinin sayının artması nəticəsində birinci lazer impulsu şüalanır. Nəticədə generasiya şərti də pozulur. Məcburi şüalanma yaradan keçidlərin sayı da azalır. Həyəcanlandırma

mənbəyi isə yenidən generasiya üçün tələb olunan şərtləri bərpa edir – növbəti lazer impulsu yaranır və s. Beləliklə, görürük ki, sərbəst generasiya rejimində lazer şüalanması qeyri-müntəzəm impulslar şəklində baş verir. İki qonşu impuls arasındakı zaman intervalı 10^{-6} saniyədir (şəkil 2.4). İndi kinetik tənliklər metodu ilə yaqut lazerinin iş rejimini araşdıraraq. Kinetik tənliklər lazerdə



Şəkil 2.4. Sərbəst generasiya rejimi: a) həyəcanlandırma impulsu; b) zərrəciklərin inversiyasının zamandan asılılığı; c) lazerin şüalanma impulsları.

zərrəciklərin inversiyası ilə rezonatorun daxilində yaranan məcburi şüalanma enerji sıxlığını bir-birilə əlaqələndirir. Şəkil 2.3-də yaqut lazerində baş verən əsas keçidlər göstərilmişdir. Həmin keçidləri nəzərə almaqla generasiya prosesində N_1 və N_2 -nin zamandan asılı olaraq dəyişməsi aşağıdakı tənliklərlə ifadə olunur:

$$\frac{dN_1}{dt} = N_3 A_{31} + N_2 (A_{21} + B_{21} u) - N_1 (B_{21} u + B_{13} u_{13}),$$

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 B_{12} u + N_3 S_{32} - N_2 (A_{21} + B_{21} u),$$

$$N = N_1 + N_2 + N_3. \quad (2.1)$$

Burada A və B – uyğun keçidlər üçün Eynşteyn əmsalları, S_{32} – qeyri-optik keçidin ehtimalı, u_{13} və u uyğun olaraq həyəcanlanma və məcburi şüalanma enerji sıxlıqlarıdır.

Lazerin iş rejimlərini təhlil edərkən (2.1) tənliklərinin əvəzində nisbi inversiya adlanan $y = (N_2 - N_1) / N$ kəmiyyəti daxil etmək əlverişlidir. §1.9-da üçsəviyyəli sistem üçün alınan nəticələri nəzərə alsaq nisbi inversiya üçün aşağıdakı tənlik alınır:

$$\frac{dy}{dt} = B_{13}u_{13} - A_{21} - (B_{13}u_{13} + A_{21})y - 2Buy. \quad (2.2)$$

Burada $B_{12} = B_{21} = B$ işarə olunmuşdur.

Rezonatorun daxilində məcburi şüalanma nəticəsində yaranan enerji sıxlığı zamandan asılı olaraq dəyişir. Rezonatorada enerji itkilərini və spontan şüalanmanı nəzərə alıb enerji sıxlığının zamandan asılılığı üçün yazıla bilər:

$$\frac{du}{dt} = \nu u k - \rho u + \varepsilon. \quad (2.3)$$

(2.3) tənliyində birinci hədd məcburi şüalanmanın, ikinci hədd itkilərin və üçüncü hədd isə spontan

şüalanmanın gücünü xarakterizə edir. Güclənmə əmsalını nisbi inversiya ilə ifadə etmək olar:

$$k = \frac{Bh\nu}{\nu}(N_2 - N_1) = \frac{Bh\nu}{\nu}N\left(\frac{N_2 - N_1}{N}\right) = \alpha y. \quad (2.4)$$

Onda (2.3) tənliyini

$$\frac{du}{dt} = \nu\alpha y - \rho u + \varepsilon \quad (2.5)$$

şəklində yazmaq olar.

(2.2) və (2.5) tənliklər sistemi yaqut lazerinin kinetikasını izah etməyə imkan verir. Həmin sistem qeyri-xətti diferensial tənliklərdən ibarətdir ki, onun da dəqiq həlli yoxdur. Ona görə də həmin tənliklər sistemi bir çox variantlar üçün kompüter vasitəsilə ədədi hesablama üsulu ilə həll edilmişdir. Hesablamaların nəticələri eksperimentdən alınan rəlaksasiya rəqsləri mənzərəsi ilə eynidir.

(2.2) və (2.5) tənliklər sisteminin təqribi həllini tapmaq üçün xəttiləşdirmək üsulundan istifadə olunur:

$$y = y_0 + y_1, \quad y_1 \ll y_0, \quad (2.6)$$

$$u = u_0 + u_1, \quad u_1 \ll u_0.$$

Burada y_0 və u_0 nisbi inversiyanın və enerji sıxlığının stasionar qiymətləridir:

$$y_0 = \frac{\rho}{v\alpha}, \quad u_0 = \frac{B_{13}u_{13} - A_{21} - (B_{13}u_{13} + A_{21})y_0}{2By_0}. \quad (2.7)$$

(2.2) və (2.5) tənliklər sistemində (2.6) şərtlərini nəzərə aldıqda aşağıdakı xətti diferensial tənliklər sistemini yaza bilərik:

$$\frac{du_1}{dt} = v\alpha u_0 y_1, \quad (2.8)$$

$$\frac{dy_1}{dt} = -(B_{13}u_{13} + A_{21} + 2Bu_0)y_1 - 2By_0u_1. \quad (2.9)$$

Bu tənliklər sisteminin analitik həlli vardır. Sistemin xarakteristik tənliyi üçün alırıq:

$$\lambda^2 + (B_{13}u_{13} + A_{21} + 2Bu_0)\lambda + 2By_0v\alpha u_0 = 0. \quad (2.10)$$

Bu tənliyin köklərini

$$\lambda(\pm) = -\gamma \pm i\omega$$

şəklində yazmaq olar.

Deməli, yaqut lazerində generasiya prosesi relaksasiya rəqsləri formasında baş verir. Relaksasiya rəqslərinin sönmə müddəti

$$\tau = 2/(B_{13}u_{13} + A_{21} + 2Bu_0) \quad (2.11)$$

və tezliyi

$$\omega = \left[2By_0 v_{\text{æ}} u_0 - \left(\frac{B_{13}u_{13} + A_{21} + 2Bu_0}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

düsturları ilə verilir.

Burada şərh olunan kinetik tənliklər yaqut lazerinin nəhəng impuls rejimini də təhlil etməyə imkan verir. Bu halda nisbi inversiya üçün yazılmış (2.2) tənliyində yalnız məcburi şüalanmanı nəzərə almaq olar:

$$\frac{dy}{dt} = -2Buy. \quad (2.13)$$

Nəhəng lazer impulsunun enerjisi sıxlığının zamandan asılılığında isə spontan şüalanmanın gücünü nəzərə almamaq olar:

$$\frac{du}{dt} = uv_{\text{æ}}y - \rho u. \quad (2.14)$$

(2.13) və (2.14) tənliklərini tərəf-tərəfə bölsək alarıq:

$$\frac{du}{dy} = -\frac{\alpha y - \rho}{2y} \quad (2.15)$$

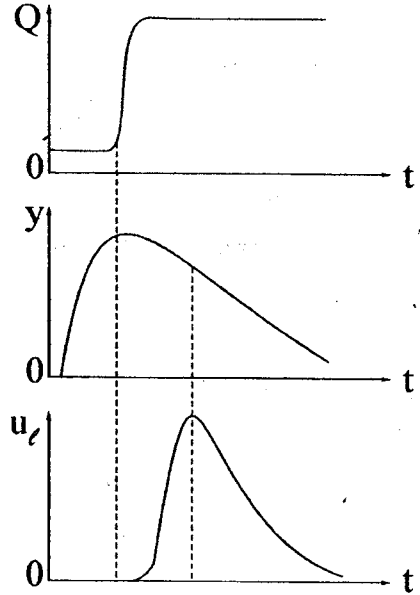
(2.15) tənliyini integrallasaq, nəhəng lazer impulsunun maksimal enerji sıxlığı üçün alarıq:

$$u_{\max} = \frac{\alpha}{2}(y^i - y^f) + \frac{\rho}{2} \ln \frac{y^f}{y^i} \quad (2.16)$$

Burada $u(0) = 0$, y^i , y^f -nisbi inversiyanın başlanğıc və son qiymətləridir.

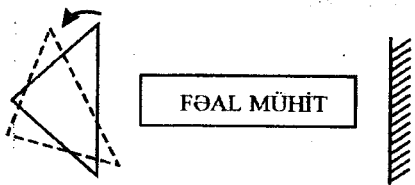
Şəkil 2.5-də nəhəng lazer impulsunun generasiyası prosesində rezonatorun Q-faktorunun modulyasiyasının, nisbi inversiyanın və şüalanma gücünün zamandan asılılıqları göstərilmişdir.

Nəhəng lazer impulsunu almaq üçün zərrəciklərin relaksasiyası müddətinə nisbətən kiçik müddətdə rezonatorun itkiləri kəskin olaraq azalmalıdır. Praktikada rezonatorun Q-faktorunun modulyasiyası üçün müxtəlif üsullardan istifadə olunur. Məsələn, fırlanan güzgü, elektrooptik və passiv süzgəc üsullarından istifadə olunur. Şəkil 2.6-da tam daxili qayıtma verən fırlanan prizma



Şəkil 2.5. Rezonatorun keyfiyyətliyi-nin modulyasiyası nəticəsində nəhəng lazer impulsunun yaranması

vasitəsilə rezonatorun keyfiyyətlik əmsalının modulyasiyası üsulu sxematik olaraq göstərilmişdir. Prizmanın yalnız bir vəziyyətində əks rabitə yaranacaqdır. Təcrübədə



Şəkil 2.6. Fırlanan prizma vasitəsi ilə rezonatorun Q-faktorunun modulyasiyası.

prizmanın fırlanma tezliyi ilə həyəcanlanmanın maksimal qiymətə malik olması prosesləri sinxronlaşdırılır.

§ 2.3. Neodim lazeri

Bərk cisimlər əsasında hazırlanmış və işçi dörd enerji səviyyəsi olan lazerlər praktikada geniş yayılmışdır. Bu lazerlərdən ən böyük üstünlükləri olan neodim lazeridir. Neodim lazerinin fəal mühiti şüşəyə neodim (Nd^{3+}) ionlarını qarışdır-maqla alınır. Belə fəal mühiti hazırlamaq çox asandır. Fəal mühit yüksək dərəcədə optik bircinsdir. Burada maddənin ölçüləri ilə əlaqədar olan məhdudiyyəti asanlıqla aradan qaldırmaq mümkündür.

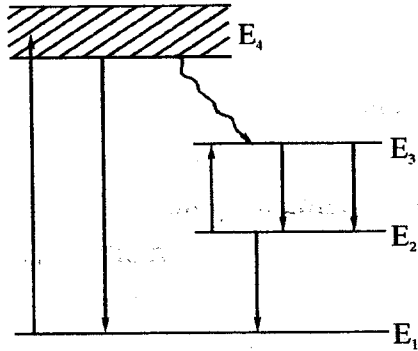
Şəkil 2.7-də dördsəviyyəli lazerin fəal mühitinin enerji səviyyələri sxemi göstərilmişdir. Burada E_1 əsas E_2 , E_3 və E_4 isə həyəcanlanmış enerji səviyyələridir. Işıqın təsiri ilə $E_1 \rightarrow E_4$ keçidində udulma baş verir. Sonra zərrəciklər $E_4 \rightarrow E_3$ qeyri-optik keçid nəticəsində E_3 metastabil enerji səviyyəsində toplanırlar. Zərrəciklərin

inversiya halı $E_3 \rightarrow E_2$ keçidində yaranır. Lazer şüalanması

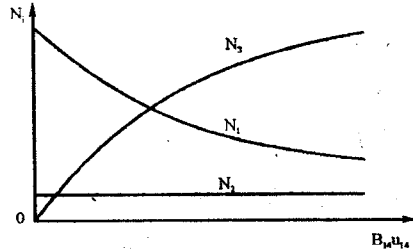
$E_3 \rightarrow E_2$ keçidində

$\lambda = 1,06 \text{ mkm}$ dalğa uzunluğunda baş verir. Bu sistemdə inversiya halı $N_3 > N_2$ yaratmaq üçsəviyyəli sistemə nəzərən olduqca asandır. Bunun

səbəbi dördsəviyyəli sistemdə E_2 enerji səviyyəsinin boş olmasıdır. Neodimdə həyəcanlanmanın təsiri altında zərrəciklərin enerji səviyyələrinə görə paylanması şəkil 2.8-də göstərilmişdir. Real parametrlər üçün N_4 absis oxu ilə üst-üstə düşür. Aydındır ki, inversiya $N_3 > N_2$ halı bu sistemlərdə aşan yaranır. Generasiya rejimini xarakterizə etmək üçün nisbi inversiya $y = (N_3 - N_2) / N$ kəmiyyətindən istifadə olunur. Dördsəviyyəli lazerdə generasiya prosesini təsvir etmək üçün nisbi inversiya tənliyi aşağıdakı kimidir:



Şəkil 2.7. Dördsəviyyəli lazerin fəal mühitinin enerji halları modeli.



Şəkil 2.8. Dördsəviyyəli sistemdə həyəcanlanma prosesi

$$\frac{dy}{dt} = B_{14}u_{14} - (B_{14}u_{14} + A_{32})y - B_{32}u_{32}y. \quad (2.17)$$

(2.17) düsturundan nisbi inversiyanın stasionar qiyməti üçün alırıq:

$$y = \frac{B_{14}u_{14}}{B_{14}u_{14} + A_{32} + B_{32}u_{32}}. \quad (2.18)$$

Neodim lazeri də yaqut lazeri kimi iki iş rejimində işləyə bilər. Sərbəst generasiya rejimi relaksasiya rəqsləri şəklində baş verir.

Hal-hazırda ən perspektivli bərk cisim lazeri YAG ($Y_3Al_5O_{12}$) kristal quruluşu əsasında işləyən lazerdir. Bu halda işçi zərrəciklər neodim Nd^{3+} və yaxud xrom Cr^{3+} ionlarıdır.

§ 2.4. Qaz lazerləri

Qaz lazerlərində fəal mühit qaz və ya qazların qarışığıdır. İlk qaz lazerini ABŞ-da 1961-ci ildə Ə.Cavan, V.Bennet və D.Erriot yaratmışlar. Həmin lazerin əsas hissəsi neon (Ne) və helium (He) qazları doldurulmuş qaz boşalması borusundan ibarət olmuşdur. Neon və heliumun parsial təzyiqləri uyğun olaraq 0,1 və 1 mm civə sütunu tərtibində olmuşdur. İşçi maddə doldurulmuş boru müstəvi paralel güzgülər arasında yerləşdirilmişdir ki, bu sistem müştət əks rəbitəni təmin etmişdir. Qaz qarışığını

həyəcanlaşdırmaq üçün generator vasitəsilə boruda qaz boşalması yaradılmışdır. Lazerin generasiya şərtləri ödənildikdə rezonatorun borunun oxu boyunca yönəlmiş koherent, monoxromatik işıq şüası çıxacaqdır. Koherent işığın generasiyası isə məcburi şüalanmanın nəticəsində baş verir və bütün lazerlərdə eyni şəkildə qoyulan tələblərə uyğun olmalıdır. $He-Ne$ lazerində zərrəciklərin inversiyası halı neon qazında yaranır. İnversiya halını yaratmağın effektivliyini və şüalanmanın intensivliyini artırmaq üçün helium qazı əlavə olunur. Ümumiyyətlə, müxtəlif qaz lazerlərində işçi maddə və inversiya almaq üsulları müxtəlif ola bilər.

Qeyd etmək lazımdır ki, qazın enerji spektri bərk cismin enerji spektrindən kəskin şəkildə fərqlənir. Qaz atomlarının enerji səviyyələri çoxdur və ona görə də müxtəlif qazlarda çoxlu sayda kvant keçidlərinin baş verməsi mümkündür. Qazlar yüksək dərəcədə optik bircinsdir. Qazların sıxlığı kiçik olduğuna görə həmin mühitlərdə işığın səpilməsini nəzərə almamaq mümkündür. Digər tərəfdən qazın seyrək olması lazerin şüalanma gücünün kiçik olmasına səbəb olur.

✓ Fəal mühitin növündən asılı olaraq qaz lazerləri üç qrupa ayrılır: atom, ion və molekulyar lazerlər.

Məlumdur ki, qazlarda spektral xəttin genişlənməsi Dopler effektinin nəticəsində baş verir (bax §1.7). Bu səbəbə görə də müxtəlif sürətlərlə hərəkət edən atomların

keçid tezlikləri də fərqli olacaqdır. Əgər atom dalğasının yayıldığı istiqamətdə v sürətilə hərəkət edirsə, onda həmin atomun keçid tezliyi sükunət halına uyğun keçid tezliyi ω_0 ilə aşağıdakı şəkildə əlaqədardır:

$$\omega = \omega_0 \left(1 + \frac{v}{c} \right).$$

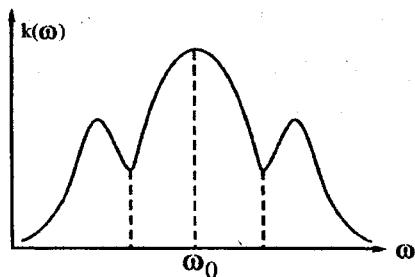
Atomun hərəkət istiqaməti elektromaqnit dalğasının yayıldığı istiqamətin əksinə olarsa, həmin düstur aşağıdakı şəkildə olar:

$$\omega = \omega_0 \left(1 - \frac{v}{c} \right).$$

Baxılan kvant sisteminin spektral xətti isə bir-birinə nəzərən mərkəzi tezlikləri sürüşmüş Lorens formalı konturlardan ibarət olur. Bu halda spektral xətlər qeyri-bircins genişlənmiş olacaqdır və Qauss əyrisi ilə verilir. Zərrəciklərin inversiyası da tezlikdən asılı olaraq spektral xəttin forması ilə ifadə olunur.

Bircins genişlənmiş sistemlərdə mühitin inversiya halı və deməli, güclənmə əmsalı həmin mühidə yayılan dalğa ilə qarşılıqlı təsir nəticəsində bütün spektral xətt boyunca azalır. Qeyri-bircins genişlənmiş sistemlərdə elektromaqnit dalğası bütün atomlarla qarşılıqlı təsirdə

olmur. Mühitdə yayılan tezliyi ω^* olan dalğa yalnız Dopler effekti nəticəsində tezliyi həmin dalğanın tezliyinə bərabər olan atomlarla qarşılıqlı təsirdə olacaqdır. Deməli mühitin inversiya halı və güclənmə əmsalı ω^* tezliyi ətrafında Lorens konturu hüdudunda azalacaqdır. Bu hadisə güclənmə əmsalının konturunda “çuxurun” əmələ gəlməsi effekti adlanır. Rezonatorun daxilində elektromaqnit sahəsi iki əks istiqamətlərdə yayılan dalğaların cəmi kimidir, yəni durğun dalğa şəklindədir. Ona görə də qaz lazerinin Qauss formalı güclənmə əmsalının konturunda simmetrik iki “çuxur” yaranır (şəkil 2.9)

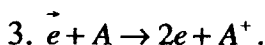
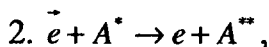
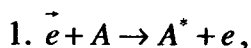


Şəkil 2.9. Güclənmə əmsalının konturunda “çuxurların” yaranması.

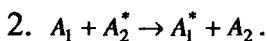
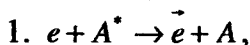
Xüsusi halda $\omega^* = \omega_0$ olarsa, onda inversiyanın və güclənmə əmsalının “çuxuru” konturun mərkəzində olur.

Qazlarda zərrəciklərin inversiyasını almaq üçün elektrik boşalması, kimyəvi reaksiyalar və optik həyəcanlandırma üsullarından istifadə olunur. Qazlardan elektrik cərəyanı keçərkən sərbəst sürətli elektronların atomlarla və ya molekullarla toqquşmaları nəticəsində həyəcanlanma prosesi baş verir. Lazerlərdə işlədilən borularda qazın təzyiqi 10-1000 Pa tərtibində olur. Bundan

kiçik təzyiqlərdə toqquşmaların sayı azalır və həyəcanlanma prosesinin intensivliyi də kiçik olur. Təzyiqin artması nəticəsində toqquşmaların sayı artdığına görə elektronlar sürətlənə bilmir və toqquşmaların effektivliyi azalır, həyəcanlanma prosesi zəifləyir. Sərbəst elektronların atomlarla qeyri-elastiki toqquşmaları nəticəsində aşağıdakı I növ proseslər baş verir:



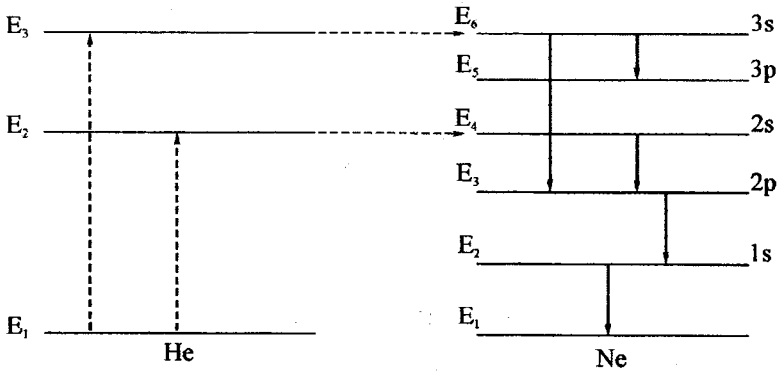
Burada birinci proses düz elektron həyəcanlandırma, ikincisi-mərhələli elektron həyəcanlandırma və üçüncüsü – elektron zərbəsi ilə ionlaşdırmaya uyğundur. İki komponentli qaz qarışığını həyəcanlaşdırmaq üçün II növ qeyri-elastiki toqquşmalardan istifadə olunur:



Birinci proses nəticəsində həyəcanlanmış atomla elektronun toqquşması nəticəsində atom aşağı səviyyəyə keçir. İkincisi isə bir atomun enerji səviyyəsi digər atomun enerji səviyyəsi ilə eyni olanda (Fermi rezonans) baş verir.

Bu halda qaz atomları arasında effektiv enerji mübadiləsi olur. Bu prosedən He-Ne və CO_2 lazerlərində istifadə olur.

Neytral atomlar əsasında işləyən qaz lazerlərindən ən geniş yayılanı He-Ne lazeridir. Şəkil 2.10-da He və Ne qazlarının işçi enerji səviyyələri sxemi göstərilmişdir.



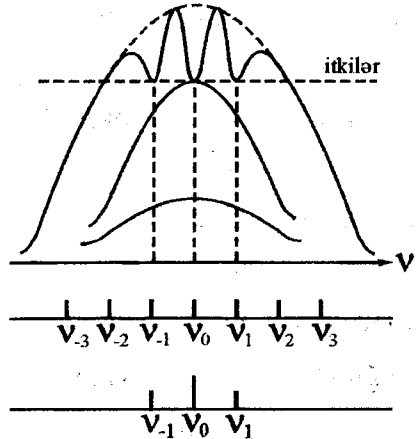
Şəkil 2.10. He və Ne atomlarının enerji səviyyələri sxemi.

Sürətli sərbəst elektronlarla toqquşmalar nəticəsində He və Ne atomları əsas enerji səviyyələrindən həyacanlanmış səviyyələrə keçir. Bundan başqa He qazının E_2 və E_3 metastabil enerji səviyyələri ilə Ne-nun E_4 və E_6 səviyyələri arasında enerji mübadiləsi nəticəsində E_4 və E_6 səviyyələrində atomların sayı artır. Nəticədə Ne qazının E_4 və E_6 enerji səviyyələrində kifayət qədər atom toplanabilir və $3s-3p$ ($\lambda = 3,39mkm$), $3s-2p$ ($\lambda = 0,63mkm$) və $2s-2p$ ($\lambda = 1,15mkm$) keçidlərində lazer şüalanması alınır.

Neonun $2p-1s$ keçidində spontan şüalanma və $1s$ səviyyəsindən əsas hala isə qeyri-optik yolla keçid baş verir. Lazerin çıxışında şüalanma gücü $\lambda = 1,15$ və $\lambda = 0,63 \text{ mkm}$ keçidlərdə 10 mVt və $\lambda = 3,39 \text{ mkm}$ keçidində isə 100 mVt -a çatır.

He-Ne lazerində generasiya prosesində enerji itkilərini azaltmaq üçün borunun pəncərələrini Bryüster bucağı altında yerləşdirirlər.

He-Ne lazerində atomun spektral xətti qeyri-bircins genişlənməmişdir. Verilmiş spektral xəttin daxilində rezonatorun modalarından bir neçəsi yerləşə bilər. Bu modalar müxtəlif atomlarla qarşılıqlı təsirdə olacaqdır. Ona görə də güclənmə əmsalının konturunda generasiya tezliyində iki "çuxur" əmələ gələcəkdir. Generasiya spektral xəttin mərkəzinə uyğun tezlikdə baş verirsə, onda yalnız bir "çuxur" yaranır (Şəkil 2.11). Şəkildən görüldüyü kimi generasiya prosesi nəticəsində sistemin güclənmə əmsalının konturu deformasiya edir.

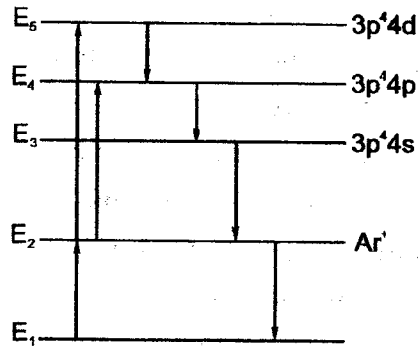


Şəkil 2.11. Spektral xətti qeyri-bircins genişlənməmiş sistemdə generasiya tezlikləri.

§ 2.5. İon lazerləri

İon qaz lazerində yuxarı lazer səviyyəsi elektrik boşalmasında elektronlarla iki ardıcıl toqquşma zamanı həyəcanlanır. Birinci toqquşmada neytral atomlardan ionlar əmələ gəlir, ikinci toqquşmalarda isə bu ionlar həyəcanlaşır. Beləliklə, həyəcanlanma prosesi iki pilləlidir. Hər bir pillənin effektivliyi boşalma cərəyanının sıxlığı ilə mütənasibdir. Nəticədə ümumi effektivlik cərəyanın kvadratı ilə mütənasibdir.

İon lazerlərində fəal maddə olaraq ionlaşmış təsirsiz qazlardan ksenon, krinton, neon, arqon və həmçinin fosforun, kükürdün və xlorun ionlarından istifadə olunur. İşçi mühitin ionlaşması yüksək cərəyan şiddəti sıxlığında qövs boşalmasının nəticəsində baş verir. Praktikada arqon ion lazerləri ən geniş yayılmışdır. Arqonun enerji səviyyələri sxemi şəkil 2.12-də göstərilmişdir. İonların inversiya halı $E_4 \rightarrow E_3$ keçidində yaradılır. E_2 enerji səviyyəsi arqonun ionlaşma (Ar^+) halına uyğundur. $E_2 \rightarrow E_5$ və $E_2 \rightarrow E_4$ keçidləri arqon ionlarının elektronlarla toqquşmalarının nəticəsində baş verir. E_4



Şəkil 2.12. Arqonun enerji səviyyələri sxemi.

səviyyəsi həmçinin $E_5 \rightarrow E_4$ qeyri-optik keçidlərinin nəticəsində arqon ionları ilə dolur. E_4 enerji səviyyəsi metastabildir və orada ionlar toplanmağa bilər. E_3 enerji səviyyəsində zərrəciklərin orta yaşama müddəti çox kiçikdir. Beləliklə $E_4 \rightarrow E_3$ keçidində ionların inversiya halı yaranır. E_4 və E_3 enerji səviyyələri bir qrup alt səviyyələrdən ibarət olduğuna görə generasiya prosesi 0,45 mkm-dən 0,53 mkm qədər olan dalğa uzunluqlarda baş verə bilər. Arqon lazerinin şüalanması əsasən $\lambda = 0,488$ mkm və $\lambda = 0,515$ mkm dalğalardan ibarət olur.

Arqon lazerinin fasiləsiz rejimdə çıxış gücü bir neçə Vt, f.i.ə isə $\sim 0,1$ % -dir. İmpuls rejimində isə həmin lazerin çıxış gücü yüzlərlə kVt-dir.

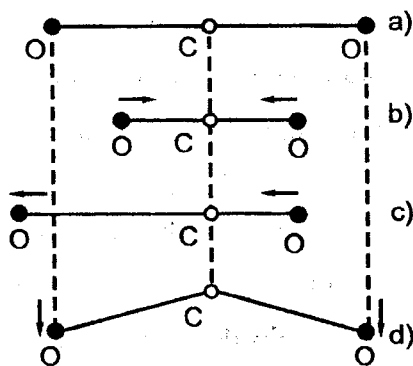
§ 2.6. Molekulyar lazerlər

İlk molekulyar lazer 1965-ci ildə Patel (ABŞ) tərəfindən yaradılmış CO_2 lazeridir. CO_2 molekullarının rəqsi enerji səviyyələri arasında inversiya halı yaranır.

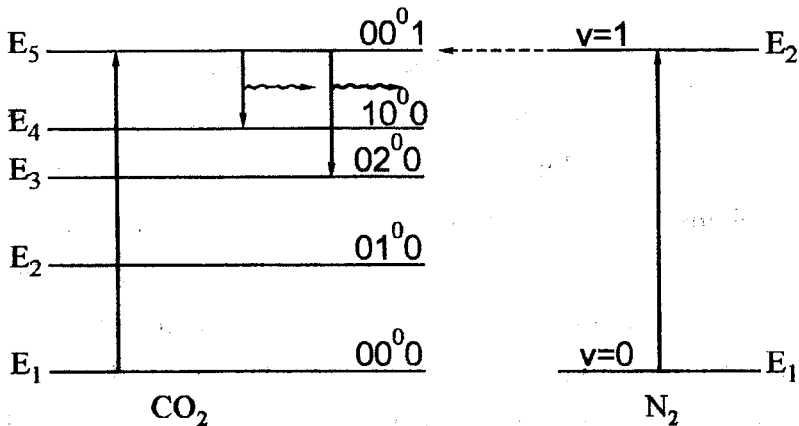
Məlumdur ki, CO_2 molekulunda üç növ rəqsi hərəkət mümkündür: simmetrik, antisimmetrik və deformasiya rəqsləri şəkil (2.13) Ona görə də həmin molekulun rəqsi enerji səviyyələri üç qrupdan ibarətdir. Enerji səviyyələri kvant ədədlərinin kombinasiyası ilə işarə olunur: v_1, v_2^l, v_3 . Burada v_1 - simmetrik, v_2^l -

deformasiya, ν_3 -
antisimmetrik rəqslərə
uyğundur. l indeksi
deformasiya rəqslərini
ikiqat cırlaşmasını nəzərə
almaq üçün yazılır. CO_2
lazerinin işində əsas
elektron halının bəzi aşağı
rəqsi enerji səviyyələri
iştirak edir (şəkil 2.14).
İnversiya halı

$E_5 \rightarrow E_4$ ($\lambda = 10,6 \text{ mkm}$) və $E_5 \rightarrow E_3$ ($\lambda = 9,6 \text{ mkm}$) keçidlərində
yaranır. Adətən CO_2 lazerlərində azot N_2 qarışığından



Şəkil 2.13. CO_2 molekuluğunun rəqs növləri. a - tarazılıq vəziyyəti; b - simmetrik rəqslər; c - antisimmetrik rəqslər; d - deformasiya rəqsləri.



Şəkil 2.14. CO_2 və N_2 molekullarının bəzi aşağı rəqsi enerji səviyyələri sxemi.

istifadə olunur. Azotun E_2 və CO_2 qazının E_5 enerji səviyyələri üst-üstə düşür. Ona görə də CO_2 qazının E_5 enerji səviyyəsi həmçinin azot molekullarının enerjisinin rezonans şəkil-də ötürülməsi nəticəsində zərrəciklərlə dolur. Bir çox hallarda CO_2 və N_2 qaz qarışığına He da əlavə olunur. He qazının əlavə olunması nəticəsində zərrəciklərin sayı E_5 səviyyəsində artır və E_3 , E_4 səviyyələrində isə azalır. Nəticədə CO_2 lazerinin çıxış gücü artır. Qeyd etmək lazımdır ki, E_3 , E_4 və E_5 enerji səviyyələrinin fırlanma enerji səviyyələri də vardır. Təcrübə göstərir ki, CO_2 lazerində ən effektiv generasiya edən dalğa $\lambda = 10,6 \text{ mkm} (E_5 \rightarrow E_4)$ –dir. CO_2 lazerinin şüalanma gücü fasiləsiz rejimdə onlarla kVt və f.i.ə. 20-30%-dir.

CO_2 lazeri vasitəsilə nəhəng işıq impulslarını almaq mümkündür. CO_2 molekulunun həyəcanlanma səviyyəsində yaşama müddəti 10^{-3} saniyə olduğuna görə həmin səviyyədə maksimal sayda zərrəcik toplanan halda əks rabitə qoşulur və 10-100 nsan davam etmə müddəti olan impuls alınır. Belə impulsların pikdə gücü 10 MVt olur.

§ 2.7. Kimyəvi lazerlər

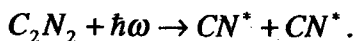
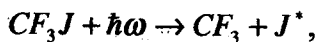
Kimyəvi lazerlərdə mühitdə zərrəciklərin inversiyası kimyəvi reaksiyaların nəticəsində yaranır. Kimyəvi reaksiyaların gedişində molekul və ya kimyəvi radikallar həyəcanlanmış halda olur. Həyəcanlanmış enerji səviyyəsində toplanan zərrəciklərin sayı reaksiyanın sürəti ilə əlaqədardır. Kimyəvi reaksiyanın sürəti çox böyük olmalıdır ki, həyəcanlanmış halda olan zərrəciklərin sayı yaşama müddəti ərzində kifayət qədər olsun. Belə sürətlə gedən reaksiyalara molekulların fotodissosiasiyasını və elektrik boşalması zamanı molekulların dissosiasiyasını aid etmək olar.

Fotodissosiasiya kimyəvi lazerləri geniş yayılmışdır. Belə prosesdə şüalanmanın təsiri ilə molekul ayrı-ayrı atomlara və yaxud radikallara parçalanır. Bu zaman atomlardan və yaxud radikallardan biri həyəcanlanmış hala keçir. Bu prosesin baş verməsi üçün molekulun udduğu kvantın enerjisi molekuldakı zərrəciklərin rabitə enerjisindən böyük olmalıdır.

Fotodissosiasiya hadisəsinə əsaslanan kimyəvi lazerlər qazla dolu küvetdən, optik rezonatorlardan və impuls qaz boşalması lampasından ibarətdir. Lampanın şüalanma spektri molekulun fotodissosiasiya spektral xarakteristikasına uyğun olmalıdır. Molekulda zərrəciklərin rabitə enerjisi $\sim 3 \text{ eV}$ -dan böyük olduğuna

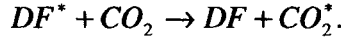
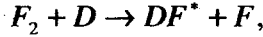
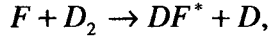
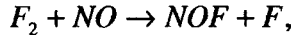
görə lampanın şüalanması ultrabənövşəyi diapazona uyğundur.

Fotodissosiasiya əsasında işləyən lazerlərdə fəal mühit olaraq $TeBr$, CH_3J , CH_3F , CF_3J və başqa molekullardan istifadə olunur. Fotodissosiasiya reaksiyası aşağıdakı şəkildə yazılır:



Bu reaksiyalar fotonun təsiri altında baş verir. Göründüyü kimi fotonun təsiri ilə CF_3J molekulu iki hissəyə bölünür ki, bunlardan da J atomu həyəcanlanmış halda olur. İkinci reaksiyada isə fotonun təsiri ilə parçalanmış CN molekullarının hər ikisi həyəcanlanmış halda olur. Belə mühidə inversiya şərti ödənilən kimi atomların (molekulların) sürətlə həyəcanlanmış səviyyədən aşağı keçməsi nəticəsində lazer şüalanması yaranır.

Təmiz kimyəvi lazerlərdə kimyəvi reaksiyaların baş verməsi üçün xarici təsire ehtiyac olmur. Misal olaraq CO_2 , NO , F_2 və D_2 molekullarından ibarət qaz qarışığında inversiyanın CO_2 molekulları üçün necə yarandığına baxaq:



Göründüyü kimi həyəcanlanmış DF^* molekulları öz enerjisini CO_2 molekullarına ötürür və beləliklə CO_2 molekulları üçün inversiya şərti alınır. Bu halda reaksiyalar xaricdən enerji almadan baş verir

§ 2.8. Yarımkəçirici lazerlər

(Yarımkəçiricilər əsasında işləyən lazerlərin özünəməxsus xüsusiyyətləri olduğuna görə əvvəlcə yarımkəçiricilər fizikasının əsas qanunlarını yada salmaq lazımdır.

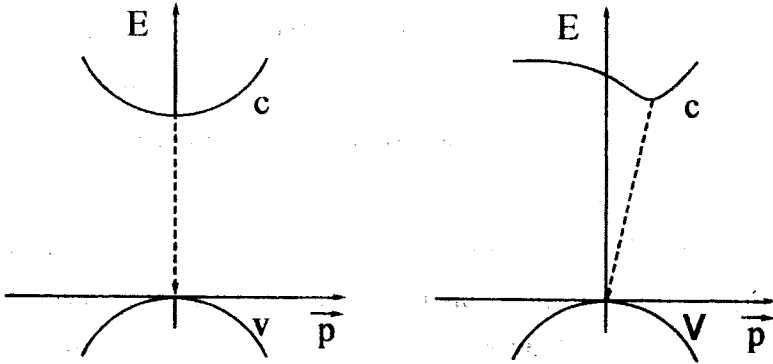
Yarımkəçiricinin enerji spektri keçirici, valent və onları ayıran qadağan olunmuş enli zonalardan ibarətdir. Qadağan olunmuş zonanın eni yarımkəçiricilər üçün $10^{-3} - 2eV$ intervalında olur. Mütləq sıfır $T = OK$ temperaturda valent zona tamamilə dolu keçirici zona isə tamamilə boş olur. $T \neq OK$ və kifayət qədər böyük olarsa, elektronlar kristal qəfəsdən enerji alaraq keçirici zonaya keçə bilər. Bu halda valent zonada deşiklər əmələ gəlir. Deşik özünü müsbət yüklü zərrəcik kimi aparır. Yarımkəçiricilərdə elektron-deşik cütlərinin yaranması ilə

eyni zamanda əks proses-elektronların spontan olaraq keçirici zonadan valent zonasının boş enerji səviyyələrinə keçidləri baş verir. Bu halda dəşik və keçirici elektron yox olur, yəni rekombinasiya prosesi baş verir. Belə keçid nəticəsində şüalanın fotonun enerjisi elektronun E_e və dəşiyin E_d enerjiləri ilə məlum düsturla ifadə olunur:

$$h\nu = E_e - E_d. \quad (2.19)$$

Yarımkəçirici mühitdə (2.19) şərti ilə baş verən keçidlər bir-birindən asılı olmayaraq eyni zamanda yarımadığına görə həmin spontan şüalanma polyarlaşmamış, istiqamətlənməmiş və enli spektrli olur. Yarımkəçiriciyə xarici təsir olmadıqda elektron-dəşik cütlərinin yaranması və yox olması istilik hərəkəti və spontan şüalanma ilə bağlı olur. Elektron-dəşik cütlərinin yaranmasını başqa üsulla da almaq mümkündür. Yarımkəçiriciyə elektromağnit şüaları ilə təsir etdikdə də elektron-dəşik cütləri yaranır. Bu halda fotonun enerjisi qadağan olunmuş zonanın enindən böyük olmalıdır. Aydın ki, burada eyni zamanda rekombinasiya prosesi nəticəsində elektromağnit dalğalarının şüalanması olacaqdır. Yarımkəçiricidə işığın udulması ilə eyni vaxtda şüalanmanın təsirlə keçirici elektronların valent zonasına keçidlərinin hesabına məcburi rekombinasiya baş verir. Məcburi şüalanma nəticəsində yaranan fotonların tezliyi, fazası yayılma istiqaməti və polyarlaşması məcbur edən sahənin həmin fiziki

kəmiyyətləri ilə eynidir. Məlumdur ki, (yarımkeçiricilərdə zonalarda baş verən keçidlər düz və çəp ola bilər



Şəkil 2.15. Yarımkeçiricilərdə zonalarda optik keçidlər.

(şəkil 2.15). Düz keçid üçün enerji-impuls asılılığı eyni şaquli oxda yerləşən iki parabola şəklindədir. Bu parabolaların təpələri arasındakı interval qadağan olunmuş zonanın ΔE enerjisinə bərabərdir. Düz keçid zamanı elektronun impulsu dəyişmir. Düz keçidləri olan yarımkeçiricilər əsasında lazer yaratmaq daha asandır.

Yarımkeçiricidə zərrəciklərin inversiya halını almaq üçün elektronların və deşiklərin qeyri-tarazlıq konsentrasiyasını yaratmaq lazımdır. Elektronların və deşiklərin enerjilərə görə paylanması Fermi-Dirak statistikasına tabedir.

Elektronların və deşiklərin verilmiş temperaturda enerjilərinə görə paylanması Fermi-Dirak statistikasında aşağıdakı paylanma funksiyaları ilə verilir:

$$f_c = \frac{1}{e^{(E_c - F_c)/KT} + 1}, f_v = \frac{1}{e^{(E_v - F_v)/KT} + 1}. \quad (2.19')$$

Burada F_c və F_v - Fermi kvazisəviyyələrinə uyğun enerjilərdir.

Mühitdə zərrəciklərin inversiya halı yaranarsa, vahid zamanda verilmiş kvant keçidində şüalanma enerjisi udulan enerjiden çox olar. Spontan şüalanmanı nəzərə almasaq həmin şərti aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$f_c(1 - f_v) - f_v(1 - f_c) > 0 \quad (2.20)$$

və yaxud

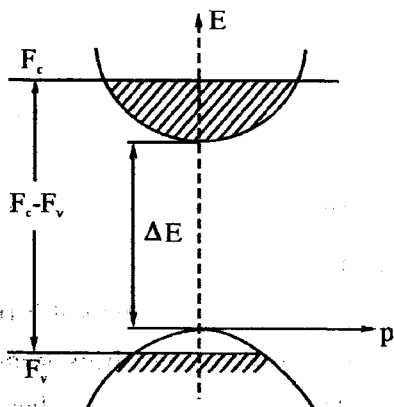
$$f_c > f_v. \quad (2.21)$$

(2.21) şərtindən Fermi kvazisəviyyələri üçün alırıq:

$$F_c - F_v > E_c - E_v = h\nu. \quad (2.22)$$

(2.22) şərti düz keçidlər üçün inversiya şərtidir. (2.22) şərti ödənildikdə keçirici zonanın dibinə uyğun gələn səviyyələr elektronlarla, valent zonanın yuxarı səviyyələri isə deşiklərlə dolu olur. Fermi kvazisəviyyələri arasındakı interval qadağan olunmuş zonanın enindən böyükdür və F_c keçirici zonada, F_v isə valent zonasında yerləşir (şəkil 2.16).

Aydındır ki, zona-zona keçidlərində güclənmə prosesi yalnız müəyyən intervalda yerləşən tezliklər üçün mümkündür. Yarımkəçirici lazerdə güclənmə əmsalının eni minimal $v_{\min} = \Delta E / h$ və maksimal $v_{\max} = (F_c - F_v) / h$ tezliklər intervalında yerləşir.



Şəkil 2.16. Yarımkəçiricidə inversiya paylanması.

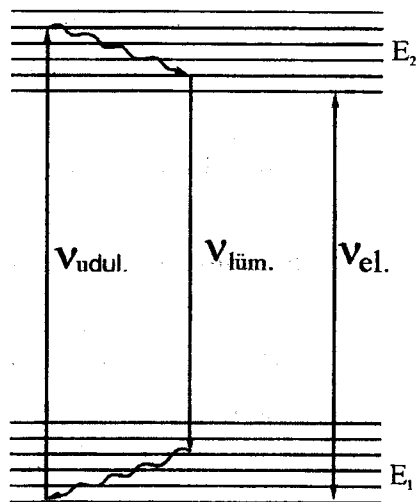
Yarımkəçirici lazerlərdə əks rabitə yaratmaq üçün kristalın iki müstəvi paralel səthlərindən istifadə olunur. Əgər $p - n$ keçidindən keçən cərəyan şiddəti çox kiçik olarsa, elektroluminessensiya şüalanması müşahidə etmək mümkündür. Cərəyan şiddətinin qiyməti artıqda yarımkəçirici lazerin şüalanma spekterinin eni azalır və onun istiqamətlənməsi artır.

İnjesiya lazerlərindən ən çox yayılan qallium arsen $GaAs$ kristalı əsasında olan kvant generatorudur. Bu lazerin şüalanması $\lambda = 0,84 \mu m$ dalğa uzunluğundadır.

§2.9. Mürəkkəb üzvi birləşmələr əsasında lazerlər

Bir çox lazerlərdə fəal mühit kimi maye dielektriklərdən istifadə olunur. Belə mühitlər yüksək

dərəcədə optik bircinsdir və fəal zərrəciklərin sıxlığı kifayət qədər böyükdür. Maye dielektriklər əsasında işləyən lazerin fəal mühitini ixtiyari ölçüdə və formada hazırlımaq mümkündür. Praktikada üzvi birləşmələr əsasında işləyən maye lazerlərindən geniş istifadə olunur. Mürəkkəb üzvi birləşmələrin məhlulları boyayıcı maddələr adlanır.



Şəkil 2.17. Mürəkkəb molekulun enerji səviyyələri sxemi.

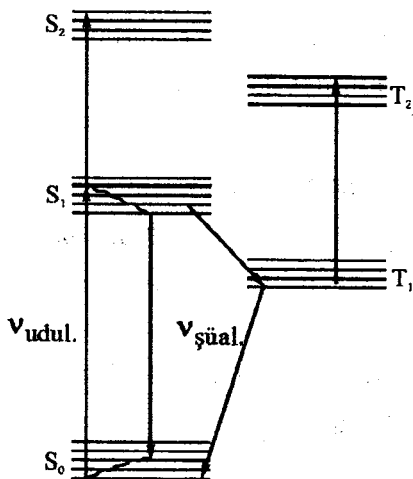
Üzvi boyayıcı maddələr spektrin görünən hissəsində güclü udulma qabiliyyəti olan birləşmələrdir. Boyayıcı maddələr mürəkkəb üzvi molekulardan ibarət olduğuna görə şüalanma spektrinin eni $\sim 1000 \text{sm}^{-1}$ -dən böyükdür. Bu səbəbə görə həmin fəal mühitlərdə lazerin genera-siya tezliyini geniş inter-valda dəyişdirmək müm-kündür. Bərk cisim və qaz lazerlərindən fərqli olaraq bu mühitlərdən istifadə olunan optik kvant genera-torları dəyişən tezlikli lazer-lər adlanır.

Şəkil 2.17-də mürəkkəb molekulun iki E_1 və E_2 enerji səviyyələri göstərilmişdir. Hər bir elektron enerji səviyyəsinin rəqsi və fırlanma səviyyələri vardır.

Mürəkkəb molekulların lüminessensiya spektri $E_2 \rightarrow E_1$ keçidləri nəticəsində baş verən çoxlu sayda xətlərdən ibarətdir.

Mürəkkəb molekullarda bu xətlər bir-biriini örtür və spektr kəsilmək olur. Mürəkkəb molekulların udulma və lüminessensiya spektrləri bir-birə nəzərən sürüşmüşdür (bax §1.4).

Boryayıcı maddənin molekulunu optik usulla həyəcanlandırmaq olar. Enerjisi $h\nu_1$ olan fotonun udulması nəticəsində molekul həyəcanlanaraq E_2 səviyyəsinin uyğun rəqsi enerji səviyyəsinə keçəcəkdir. Rəqsi enerji səviyyəsində qeyri-optik relaksasiya müddəti çox kiçik ($\sim 10^{-12}$ san) olduğuna görə molekul həyəcanlanmış səviyyənin ən aşağı hallarına keçir. Molekulun $E_2 \rightarrow E_1$ keçidi isə ümumiyyətlə iki yolla spontan və yaxud məcburi şüalanma nəticəsində ola bilər. Şüalanma keçidi ilə E_1 əsas səviyyəsinə qayıdan molekulun qeyri-optik relaksiyası baş verir.



Şəkil 2.18. Üzvi boyayıcı molekulun enerji səviyyələri sxemi

Boyayıcı molekulun elektron səviyyələri iki sistemdən ibarətdir: sinqlet və triplet səviyyələri (şəkil 2.18). Sinqlet $S_0 - S_1$ optik keçidləri spektrin görünən, bəzən də yaxın infraqırmızı və ya yaxın ultrabənövşəyi oblastına uyğun olur. S_1 sinqlet səviyyədə orta yaşama müddəti $\tau_{s_1} = (1-5) \cdot 10^{-9}$ saniyədədir. $S_1 \rightarrow S_0$ keçidləri nəticəsində

fluorensensiya şüalanması yaranır. Həyəcanlanmış S_1 səviyyəsindən əsas S_0 səviyyəsinə molekulların qayıtmasının başqa yolları da mümkündür: 1) $S_1 \rightarrow S_0$ qeyri-optik keçidi; 2) $S_1 - T_1$ qeyri-optik keçidi və sonra da $T_1 \rightarrow S_0$ keçidi. Triplet T_1 enerji səviyyəsinin yaşama müddəti $\sim 10^{-4} + 10^{-6}$ saniyədir və ona görə də metastabildir. Boyayıcı molekulun $S_1 \rightarrow S_2$ və $T_1 \rightarrow T_2$ keçidlərinə uyğun udma zolaqları da vardır.

Mürəkkəb üzvi birləşmələr əsasında yaradılan lazerlərin həyəcanlanması $S_0 - S_1$ keçidində optik usulla baş verir. Belə sistemlərin molekullarının xarakteristik cəhətləri onların həyəcanlanmış lazer səviyyəsinin metastabil olmaması və lüminessensiya zolağının enli olmasıdır. Həyəcanlanmış S_1 səviyyəsi metastabil deyil və həmin keçidin lüminessensiya zolağı yaqut lazerinin uyğun zolağından 100 dəfə enlidir. İndi boyayıcı maddə molekulunun $S_1 - S_0$ sinqlet səviyyələri arasında inversiya

şərtini alaq. Mürəkkəb molekulun $S_1 - S_0$ sinqlet səviyyələrinə uyğun olan keçid üçün güclənmə əmsalını aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$k(\nu) = \frac{h\nu}{\nu} (B_{31}N_3 - B_{13}N_1) = \frac{h\nu}{\nu} B_{31} (N_3 - N_1 \frac{B_{13}}{B_{31}}). \quad (2.23)$$

Mürəkkəb molekullar üçün $B_{13}(\nu)$ və $B_{31}(\nu)$ Eynşteyn əmsallarının nisbəti

$$B_{13}(\nu) = B_{31}(\nu) e^{\frac{E_1 - E_2}{kT}} = B_{31}(\nu) e^{-h(\nu_{el} - \nu)/kT} \quad (2.24)$$

şəklində bir-birilə əlaqədardır. Burada E_1 və E_2 potensial əyrilərin minimumlarından hesablanan və güclənən tezliyin başlanğıc və son keçidlərinə uyğun enerjilər, ν_{el} - elektron enerji səviyyələri arasındakı keçidə uyğun tezlikdir. Şəkil 2.17-dən görmək olar ki, güclənmə tezliyi belə təyin edilir:

$$\nu = \nu_{el} - (E_1 - E_2)/h. \quad (2.25)$$

(2.24) düsturunu güclənmə əmsalının ifadəsində nəzərə alsaq, yaza bilərik:

$$k(\nu) = \frac{h\nu}{v} B_{31}(\nu) N \left(\frac{N_3}{N} - \frac{N_1}{N} e^{-h(\nu_{el} - \nu)/kT} \right). \quad (2.26)$$

Bu düsturdan işığın güclənməsi şərtini yazma bilərik:

$$N_3 > N_1 e^{-h(\nu_{el} - \nu)/kT}. \quad (2.27)$$

(2.27) şərtindən görünür ki, mürəkkəb molekulardan ibarət sistemdə işığın güclənməsini $\nu < \nu_{el}$ tezlikləri üçün daha asan almaq mümkündür. Bu halda sistemdə mütləq inversiya şərti, yəni $N_3 > N_1$ olmadıqda da işıq güclənə bilər. Baxılan halda həyəcanlanmış enerji səviyyəsinin aşağı hissəsi ilə əsas səviyyənin yuxarı hissəsinə uyğun tezliklərdə inversiya şərti ödənilir.

İndi işığın güclənməsinin həyəcanlandırma yaradan sahənin qiymətindən və tezliyindən asılılığını araşdıraraq. $S_0 \rightarrow S_1$ keçidində stasionar halda həyəcanlanmış səviyyədə olan molekulların nisbi sayını təyin etmək üçün yazma bilərik:

$$N_1 B_{13} u_{13} = \frac{N_3}{\tau_3} + N_3 B_{31} u_{13}. \quad (2.28)$$

Burada $\tau_3 - S_1$ enerji səviyyəsinin yaşama müddətidir. u_{13} - həyəcanlandırıcı enerji sıxlığıdır. (2.28) tənliyindən

$$\frac{N_3}{N_1} = \frac{\tau_3 B_{13} u_{13}}{1 + \tau_3 B_{31} u_{13}} = \frac{\tau_3 B_{13} u_{13}}{1 + \tau_3 B_{13} u_{13} e^{-h(\nu_{13} - \nu_{d'})/kT}} \quad (2.29)$$

alınır.

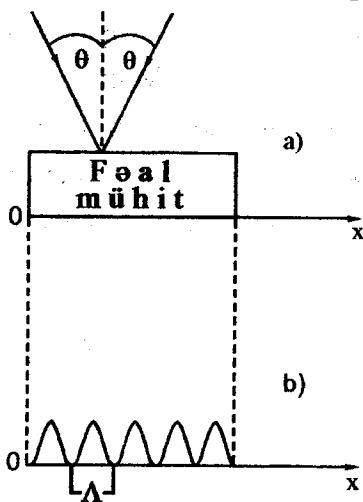
Bu dusturdan görmək olar ki, $\nu_{13} > \nu_{el}$ tezlikləri üçün $S_1 - S_0$ keçidində inversiya halı almaq mümkündür. Boyayıcı maddələr əsasında işləyən lazerlərdə həyəcanlandırma mənbəyi olaraq impuls lampasından və yaxud lazer şüalanmasından istifadə olunur. Bu lazerlər həm fasiləsiz və həm də impuls rejimində işləyə bilər. Belə lazerlərin spektral, zaman və enerji xarakteristikaları ətraflı tədqiq olunmuşdur. Qeyd etmək lazımdır ki, bu lazerlər üçün relaksasiya rəqsləri rejimi xarakterik deyil. Generasiya prosesi həyəcanlandırma impulsunun davam etmə müddətindən asılı olaraq davam edən monoimpuls şəkildə baş verir.

§ 2.10. Paylanmış əks rəbitəli lazerlər

↳ Hər bir lazerin işləməsi üçün inversiya və enerji şərtləri ödənilməlidir. Müxtəlif mühitlərdə inversiya halını yaratmaq üsulları da müxtəlifdir. Adi lazerlərdə əks rəbitə yaratmaq üçün iki qaytarıcı səthdən istifadə olunur. Lakin lazerlərdə əks rəbitəni başqa üsullarla da yaratmaq mümkündür. Həmin üsullardan ən geniş istifadə olunan mühitin bütün həcmində əks rəbitənin yaradılmasıdır. Bu

halda fəal mühit rezonatorun daxilində olmur, mühitin daxilində bütün həcmi boyu qaytarıcı səthlər yaradılır. Bu növ lazerləri bəzən də “rezonatorsuz” lazerlər adlandırırırlar. Paylanmış əks rəbitəli lazerlər arasında işıqla induksiyanlanmış periodik strukturlar əsasında yaradılmış lazerlər xüsusi yer tutur. Mühitdə işıqla induksiyanlanmış periodik strukturların alınması isə iki koherent dalğanın həcmdə interferensiyasının nəticəsidir. Belə olduqda işığın təsiri ilə mühitin optik xarakteristikaları da periodik olaraq dəyişəcəkdir. Tutaq ki, mühitin səthinə bir-birilə 2θ bucağı əmələ gətirən iki koherent işıq dalğası düşür (şəkil 2.19).

Həmin koherent dalğaların mühitdə inteferensiyası nəticəsində işığın intensivliyi x oxu boyunca aşağıdakı şəkildə paylanacaqdır:



Şəkil 2.19. Fəal mühitin səthinə düşən koherent dalğalar (a) və onların yaratdığı interferensiya mənzərəsi (b).

$$J = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2} \cos \frac{2\pi}{\Lambda} x. \quad (2.30)$$

Burada J_1 və J_2 -ışığı dəstələrinin intensivlikləri, Λ -periodik strukturun enidir. Periodik strukturun eni düşən dalğanın λ uzunluğu və koherent dəstələr arasındakı 2θ bucağından asılıdır:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\sin\theta}. \quad (2.31)$$

(2.31) düsturundan görün-düyü kimi periodik strukturun enini idarə etmək çox asandır. Adətən strukturun enini dəyişdirmək üçün işıq dəstlərinin arasındakı 2θ bucağını dəyişdirirlər. Mühitdə işıq selinin intensivliyinin modulyasiyası onun optik xarakteristikalarının da uyğun şəkildə dəyişməsinə yaradır. Mühitin sındırma əmsalı və udma əmsalı üçün uyğun olaraq yazıla bilər:

$$n = n_0 + n_1 \cos \frac{2\pi}{\Lambda} x, \quad (2.32)$$

$$k = k_0 + k_1 \cos \frac{2\pi}{\Lambda} x. \quad (2.33)$$

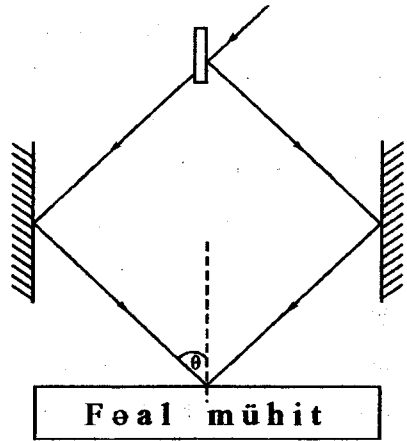
(2.32) və (2.33) düsturlarında n_0, k_0 -sındırma əmsalı və udma əmsalının orta qiymətləri, n_1, k_1 isə həmin kəmiyyətlərin modulyasiyasının amplitud qiymətləridir. Bu üsulla yaradılan periodik strukturlar klassik lazerlərdəki qaytarıcı səthlər rolunu oynayır (2.32) və (2.33) düsturlarını birləşdirib mühitin dielektrik nüfuzluğu üçün də yazmaq olar:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 \cos \frac{2\pi}{\Lambda} x. \quad (2.34) \int$$

Dielektrik nüfuzluğunun real hissəsinin modulyasiyası nəticəsində yaranan periodik strukturlar faza qəfəsləri, xəyali hissəsinin modulyasiyasından alınan qəfəslər isə amplitud qəfəsləri adlanır. Bu qəfəslərin yaranması işığın mühitlə qeyri-xətti qarşılıqlı təsirinin nəticəsidir. İşıqla induksiyanlanmış periodik strukturların əmələ gəlməsi mexanizmləri müxtəlif ola bilər.

Praktikada mühidə işıqla induksiyanlanmış periodik qəfəsləri almaq üçün müxtəlif sxemlərdən istifadə olunur. Bu sxemlərdən biri şəkil 2.20-də göstərilmişdir.

Paylanmış əks rabitəli lazerlərdə həyəcanlanmada iştirak edən iki koherent işıq dəstəsi mühidə eyni zamanda həm zərrəciklərin inversiya halını və həm də əks rabitə yaradır. Belə lazerlərdə generasiya prosesi koherent işıq dəstələrinin ekvidistant məsafədə mühidə yaranmış qəfəslərdən əks olunması



Şəkil 2.20. Koherent işıq dəstələri ilə mühidə periodik strukturun alınması.

nəticəsində formalaşır. İşığın ekvidistant qəfəslərdən

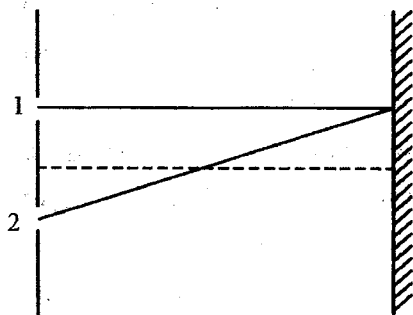
qayıtması Breqq qayıtması adlanır. Beləliklə, paylanmış əks rabitəli lazerdən iki istiqamətdə güclü koherent şüalanma alınır. Generasiya olunan dalğa uzunluğu da Breqq şərti ilə təyin olunur:

$$\lambda_g = \frac{n\lambda}{2\sin\theta}. \quad (2.35)$$

Burada n mühitin sındırma əmsəlidir. (2.35) düsturundan görünür ki, paylanmış əks rabitəli lazerin generasiya tezliyini müxtəlif üsullarla dəyişdirmək olar.

§.2.11. Lazer şüalanmasının əsas xassələri

Koherentlik. Hər bir elektromaqnit dalğasının müəyyən fazası vardır. Müxtəlif mənbələrin şüalandırdığı dalğaların fazaları da bir-birindən fərqlənir. Əgər dalğaların fazaları arasında müəyyən əlaqə (korrelyasiya) olarsa, onda həmin dalğalar koherent (tam və ya qismən) dalğalar adlanır. Dalğaların fazaları arasında korrelyasiya olmadıqda belə dalğalar qeyri-koherent adlanır. Fəzanın müxtəlif nöqtələrində yerləşən



Şəkil 2.21 Fəza koherentliyini öyrənmək üçün sxem.

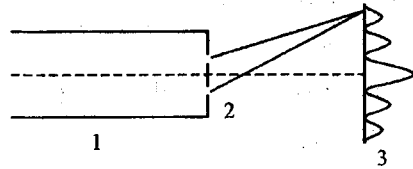
mənbələrin şüalandırdığı dalğaların fazaları arasındakı korrelyasiya fəza koherentliyi ilə xarakterizə olunur. Eyni işıq mənbəyinin müxtəlif zaman müddətlərində şüalandırdığı dalğaların fazaları arasındakı korrelyasiyası zaman koherentliyi ilə xarakterizə olunur. Işıq dalğalarının fəza koherentliyini öyrənmək üçün istifadə olunan təcrübənin sxemi şəkil 2.21-də göstərilmişdir.

Bu sxem optikadan məlum olan Yunq usulu ilə interferensiyanın müşahidə edilməsində dalğaların toplanmasının sxemidir. Burada

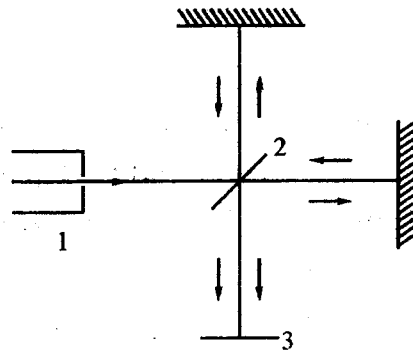
ışıq mənbəyinin iki 1 və 2 koherent mənbələri alınır.

Koherent mənbələrdən yayılan koherent dalğaların interferensiya mənzərəsini ekranda müşahidə etmək olar.

Lazer şüalanmasının fəza koherentliyini yoxlamaq üçün yarımşəffaf güzgünün səthinə iki yarıqlı qeyri-şəffaf ekran yapışdırılır



Şəkil 2.22. Lazer şüalanmasının fəza koherentliyini tədqiq etmək üçün qurğunun sxemi. 1- lazer, 2- yarımşəffaf güzgü, 3- ekran.



Şəkil 2.23 Zaman koherentliyini tədqiq etmək üçün təcrübənin sxemi. 1-lazer, 2- yarımşəffaf güzgü, 3-ekran.

(şəkil 2.22). Təcrübədə lazer şüalan-masının fəza koherentliyini təsdiq edən interferensiya mən-zərəsi alınır. Bu mən-zərə lazer şüalan-masının qarşısında yerləşən 2 yarığın müxtəlif nöqtələrindən gələn işıq dalğalarının koherent olduğunu təsdiq edir. Işıq dalğalarının zaman koherentliyini Maykelson interferometri vasitəsilə araşdırmaq olar (şəkil 2.23). Sxemdə şüalar arasındakı yollar fərqi müəyyən qiymətindən sonra interferensiya mən-zərəsi yox olur. Yollar fərqi həmin kritik qiyməti koherent uzunluq adlanır. Koherent uzunluq l və koherentlik müddəti τ aşağıdakı kimi əlaqədardır:

$$l = c\tau.$$

Məlumdur ki, koherentlik müddəti τ şüalanma spektrinin eni ilə təyin olunur:

$$\tau \sim \frac{1}{\Delta\nu}.$$

Bu düsturdan görünür ki, koherentlik müddəti dalğanın qeyri-monoxromatikliyi ilə əlaqədardır.

Monoxromatiklik. Məlumdur ki, müxtəlif kvant sistemlərinin şüalanma spektri həmin sistemin enerji səviyyələrinin eni ilə əlaqədardır. Lazerlər kəşf olunanadək spektroskopiyada hesab olunurdu ki, ən kiçik monoxromatiklik spektral xəttin təbii eninə uyğun gəlir. Spektral xəttin təbii eni də atomun orta yaşama müddəti ilə təyin olunur.

Lazer şüalanmasının monoxromatikliyi isə olduqca yüksəkdir. Qeyd etmişdik ki, optik rezonatorun daxilində məxsusi rəqs növləri (modalar) mövcud olur. Elektromaqnit sahəsi rezonatorun daxilində durğun dalğalar şəklindədir. Lakin bu durğun dalğalardan yalnız fəal mühitin güclənmə konturunun daxilində yerləşən tezliklərdə generasiya prosesi baş verir. Real lazerlərdə güclənmə prosesində bir neçə moda iştirak edir. Xüsusi halda rezonatorun yalnız bir modasında lazer şüalanması yarana bilər. Bu halda lazer şüalanmasının monoxromatikliyi ən yüksək olur. Generasiya prosesində iştirak edən modaların sayı artıqca şüalanmanın monoxromatikliyi azalır.

İstiqamətliklik. Lazer şüalanmasının fəzada seçilmiş konkret istiqaməti vardır. Bunun iki səbəbini göstərmək lazımdır: birincisi məcburi şüalanmanın xassəsini, ikinci isə rezonatorun rolunu. Difraksiya hadisəsi nəticəsində lazer şüalanması ciddi paralel dəstə şəklində olur. Difraksiya nəzəriyyəsinə görə diametri D olan güzgülərdən difraksiya nəticəsində şüaların ən kiçik dağılma bucağı belə təyin olunur:

$$\theta \geq 1,22\lambda / D$$

Şüalanmanın dağılma bucağı qaz lazerləri üçün $1' - 2'$ ən kiçik və yarımkeçirici lazerlər üçün ən böyük $1^0 - 2^0$ olur.

Şüalanma intensivliyi. Hər bir lazerdə zərrəciklərin inversiya halını almaq üçün enerji

mənbəyindən istifadə olunur. Fəal mühtdə udulan enerji lazer şüalanması enerjisinə çevrilir. Belə çevirilmənin f.i.ə. müxtəlif lazerlərdə müxtəlifdir. Məsələn yaqut lazerinin gücü sərbəst generasiya rejimində 10^6 Vt/sm^2 , nəhəng impulsar rejimində isə 10^8 Vt/sm^2 -dir. Qeyd etmək lazımdır ki, atomidaxili sahənin intensivliyi $E = 10^9 \text{ V/sm}$ -dir. Bu da lazer şüalanmasının sahə intensivliyi ilə eyni tərtiblikdir.

§2.12.Lazerlərin bəzi tətbiqləri

Lazer şüalanmasının koherentliyi, monoxromatikliyi, böyük gücə malik olması, şüanın dağılma bucağının kiçik olması və yüksək tezliyi onun elm və texnikada geniş tətbiq olunması üçün imkan verir. Müxtəlif mühitlərdə qeyri-xətti optik hadisələrin eksperimental tədqiq olunması elmi-tədqiqat işlərinin ən əhəmiyyətli sahəsidir. Bu hadisələr haqqında növbəti fəsilə geniş məlumat veriləcəkdir.

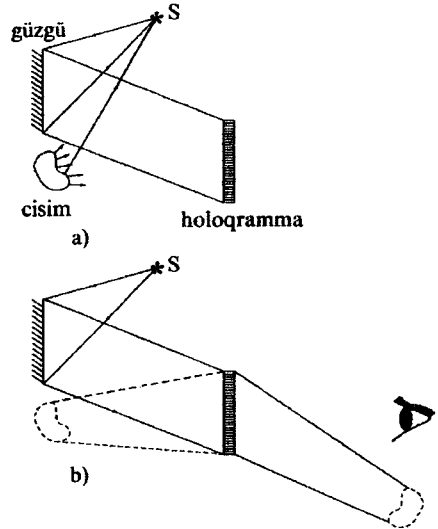
Lazer şüalanması vasitəsilə optik rabitə yaratmaq mümkündür. Optik rabitənin prinsipləri radorabitədə olduğu kimidir, yəni informasiyanı ötürmək üçün modulyasiya və demodulyasiya prosesləri vacibdir. Optik tezliklərdə informasiyanın həcmi daha böyükdür. Optik rabitəni yerdən kosmosa lazer şüaları göndərməklə də yaratmaq olar. Lazer şüalanmasından texnikada geniş istifadə olunur. Lazerlə qaynaq etmək, metalları əritmək,

plazma almaq, kimyevi reaksiyaların gedişinə təsir etmək olar. Lazer şüalanması təbətətdə bir çox xəstəliklərin müalicəsindən ötrü tətbiq olunur. Hərbi işdə lazerlər tətbiq olunur. Lazer şüaları vasitəsilə cisimlərin həcmi xəyalını almaq mümkündür . Bu üsul holoqrafiya adlanır. Holoqrafiya ilk dəfə 1948-ci ildə D. Qabor tərəfindən kəşf olunmuşdur. 1960-cı ildə lazer kəşf olunandan sonra holoqrafiya sürətlə inkişaf etmişdir.

Fotoqrafiya prosesi işıq dalğasının intensivliyinin qeyd olunmasına əsaslanır. Holoqrafiya üsulu ilə cismin həcmi xəyalının alınması həmin cisimdən əks olunan dalğanın intensivliyinin və fazasının qeyd olunmasına əsaslanır.

S koherent işıq mənbəyindən çıxan şüalar iki hissəyə bölünür. Şüaların bir hissəsi (cisim dalğası) cismin səthindən əks olunaraq fotolövhenin səthinə düşür. İkinci işıq dəstəsi (siqnal dalğası)

birbaşa fotolövhenin səthinə düşür və cisim dalğası ilə fotolövhenin səthində interferensiya mənzərəsini yaradır. Deməli, holoqrafiyada cismin xəyalının qeyd olunması



Şəkil 2.24.

interferensiya hadisəsinə əsaslanır. (şəkil 2.24a). Cismin xəyalının bərpası isə işıq dalğasının (siqnal dalğasının) holoqramdan difraksiyasına əsaslanır. (şəkil 2.24b). Siqnal dalğasının holoqramdan difraksiya olunması nəticəsində cismin üçölçülü mövhumu və həqiqi xəyalları alınır.

III FƏSİL

QEYRİ-XƏTTİ OPTİK HADİSƏLƏR

§ 3.1. Xətti və qeyri-xətti optika

Hər bir maddənin optik xassələri işığın tezliyindən asılıdır. Klassik optikada hesab olunurdu ki, maddənin optik xarakteristikaları (sındırma əmsalı və udulma əmsalı) işığın intensivliyindən asılı deyil. Doğrudan da adi istilik işıq mənbələrinin şüalandırdığı işıq dalğasının sahə intensivliyi $\sim 10^3 V/sm$ -dir. Atomdaxili sahələrin intensivliyi isə $10^7 \div 10^9 V/sm$ tərtibdə olur. Ona görə də adi istilik işıq mənbələrinin şüalanmasının təsiri ilə maddənin xarakteristikaları dəyişmir. Klassik optikada işığın mühitdə yayılması Maksvel tənlikləri ilə təsvir olunur. Bu tənliklərə əlavə olunmuş maddi tənliklər isə xəttidir. Beləliklə, həmin proses xətti tənliklər sistemi vasitəsilə öyrənilmişdir. Tənliklər sisteminin xətti olmasından alınır ki, ayrı-ayrı dalğalar bir-birindən asılı olmayaraq yayılır, yəni superpozisiya prinsipi ödənilir.

Lazerlərin kəşfindən sonra optikada vəziyyət kəskin dəyişdi. Güclü lazerlərin şüalandırdığı sahənin intensivliyi $10^5 \div 10^8 V/sm$ dir. Deməli, lazer şüalanmasının sahə intensivliyi atomdaxili sahənin intensivliyi ilə eyni tərtibli

olur. Ona görə də maddənin optik xarakteristikaları belə güclü sahənin intensivliyindən asılı olur. Xarakteri şüalanmanın intensivliyindən asılı olan optik effektlərin öyrənilməsi qeyri-xətti optikanın meydana gəlməsinə səbəb oldu.

Xətti optikada mühitin polyarlaşması \vec{P} ilə dalğanın intensivliyi \vec{E} arasındakı əlaqə ən sadə halda aşağıdakı şəkildədir:

$$\vec{P}(t) = \alpha \vec{E}(t). \quad (3.1)$$

Burada α -maddənin qavrayıcılığıdır. \vec{P} ilə \vec{E} arasındakı belə münasibət zaman və fəza dispersiyasız izotrop mühit üçün doğrudur. (3.1) ifadəsi nisbətən kiçik tezlik və intensivlikli şüalanma üçün qazlarda, mayelərdə və kubik simmetriyalı kristallarda ödənilir. Maddənin optik xarakteristikalarının işığın intensivliyindən asılılığını nəzərə aldıqda (3.1) düsturu belə yazılır:

$$\vec{P} = \alpha(E)\vec{E}. \quad (3.2)$$

Optik anizotrop mühit üçün (3.1) düsturunu

$$P_i = \sum_k \alpha_{ik} E_k \quad (3.3)$$

şəklində yazmaq lazımdır.

(3.1) düsturunda polyarlaşmanın t anındakı qiyməti sahənin həmin andakı qiymətilə təyin olunur. Lakin həqiqətdə hər bir mühitin polyarlaşması üçün müəyyən vaxt tələb olunur,

yəni polyarlaşma “ətalətli” prosesdir. Bunu nəzərə alsaq (3.1) düsturunu

$$P(t) = \int_0^{\infty} \alpha(\tau) E(t - \tau) d\tau \quad (3.4)$$

şəklində yazmaq olar.

Monoxromatik $E = E_{\omega} e^{-i\omega t}$ dalğa üçün (3.4) tənliyi

$$P_{\omega} = \alpha(\omega) E_{\omega} \quad (3.5)$$

kimi yazılır. Burada P_{ω} və E_{ω} -mühitin polyarlaşmasının və sahə intensivliyinin amplitud qiymətləridir. Doğrudan da mühitin polyarlaşmasının və elektrik sahəsinin intensivliyinin spektral ayrılmasını (3.4) tənliyində nəzərə alıb yaza bilərik:

$$\int P_{\omega} e^{-i\omega t} d\omega = \int_0^{\infty} \alpha(\tau) \int E_{\omega} e^{-i\omega(t-\tau)} d\omega d\tau. \quad (3.6)$$

Buradan da (3.5) tənliyini alırıq ki, $\alpha(\omega) = \int_0^{\infty} \alpha(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau$.

Eyni zamanda zaman və fəza dispersiyasını nəzərə alsaq, (3.1) münasibəti belə yazılır:

$$P(\vec{r}, t) = \int \int \alpha(\vec{\rho}, \tau) E(\vec{r} - \vec{\rho}, t - \tau) d\vec{\rho} d\tau. \quad (3.7)$$

Anizotrop və qeyri-xətti mühit üçün (dispersiyasız hal) polyarlaşma vektorunu sahənin dərəcələrinə görə sıraya ayırmaq olar:

$$P_i = \sum_k \alpha_{ik} E_k + \sum_k \sum_j \chi_{ijk} E_k E_j. \quad (3.8)$$

Burada α_{ik} -xətti qavrayıcılıq tenzorunun komponentləri, χ_{ijk} -qeyri-xətti qavrayıcılıq tenzorunun komponentləridir. Ümumi halda anizotropluğu, qeyri-xəttiliyi və dispersiyanı nəzərə almaqla polyarlaşma vektorunun sahə intensivliyindən asılılığını aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$P_i(\vec{r}, t) = \sum_k \int d\vec{r}' \int dt' \alpha_{ik}(\vec{r}, t; \vec{r}', t') E_k(\vec{r}', t') + \sum_k \sum_j \int d\vec{r}' \int d\vec{r}'' \int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{t'} dt'' \chi_{ijk}(\vec{r}, t; \vec{r}', t'; \vec{r}'', t'') E_k(\vec{r}', t') E_j(\vec{r}'', t''). \quad (3.9)$$

§ 3.2. Qeyri-xətti optik hadisələr

İntensivliyi kifayət qədər böyük olan işıq dəstəsinin mühidə yayılması nəticəsində müşahidə oluna bilən qeyri-xətti optik hadisələrdən bəziləri aşağıdakılardır:

1. Optik düzləndirmə (detektəetmə). Mühitdə intensivliyi işıq sahəsinin intensivliyi ilə mütənəsb olan sabit elektrik sahəsinin yaranması.
2. Optik harmonikaların yaranması. Tezliyi ω olan işıq dalğası mühitdə yayılarkən onun enerjisinin müəyyən hissəsinin hesabına mühitdə 2ω (ikinci harmonika), 3ω (üçüncü harmonika) və s. yaranması.
3. Işığın parametrik generasiyası. Tezliyi ω olan düşən dalğanın enerjisinin müəyyən hissəsinin hesabına mühitdə tezlikləri ω_1 , və $\omega - \omega_1$, olan iki dalğa yaranır.
4. Işığın özünü fokuslaması. Mühitdə yayılan işıq dəstəsinin intensivliyinin müəyyən minimal qiymətindən sonra həmin işıq dəstəsinin toplanması.
5. Fotoeffektin qırmızı sərhəddinin yox olması. Işıq dalğasının intensivliyinin kifayət qədər böyük qiymətlərində xarici fotoeffekt hadisəsi sərhəd tezliyindən bir necə dəfə kiçik tezliklərdə baş verir.
6. Mühitin tutqunlaşması. Zəif işıq selləri üçün şəffaf olan mühit güclü işıq seli üçün qeyri-şəffaf hala keçir.
7. Mühitin şəffaflanması. Zəif işıq seli üçün qeyri-şəffaf mühit güclü işıq seli üçün şəffaflaşır.
8. Doyma effekti. Zərrəciklərin inversiyası halı yaradılmış mühitdə yayılan işıq seli məcburi şüalanma nəticəsində güclənə bilər. Işığın intensivliyi artdıqca işi enerji səviyyələrdə olan atomların sayı bərabərləşir, yəni doyma effekti baş verir. Bunun nəticəsində işığın intensivliyinin

artması kəsilir. Bu hadisə lazerlərdə generasiya prosesində əsas rol oynayır.

9. Işığın məcburi səpilməsi. Bu hadisələrdən məcburi kombinasiyon səpilməsini və məcburi Mandelştam-Brilyuen səpilməsini qeyd edək. İntensiv işıq dalğasının enerjisinin müəyyən qiymətində mühitdə intensiv molekulyar daxili rəqslər (məcburi kombinasiyon səpilməsi olanda) və yaxud güclü akustik dalğalar (məcburi Mandelştam-Brilyuen səpilməsi olanda) yaranır. Tezliyi ω olan düşən dalğanın həmin rəqslərlə qarşılıqlı təsiri nəticəsində tezlikləri $\omega \pm n\omega_1$ olan əlavə dalğalar yaranır. Burada n tam ədədlərdir, ω_1 isə baxılan sistem üçün xarakterik tezlikdir.

10. Maddənin sındırma əmsalının dəyişməsi. Güclü işıq dalğasının təsirilə mühitin sındırma əmsalı qeyri-xətti olaraq dəyişir.

11. Çoxfotolu proseslər- rezonans tezliyi ν_0 olan enerji səviyyələri arasında $\nu_0/2$ tezlikli 2 kvantla, $\nu_0/3$ tezlikli 3 kvantla və s. keçidin baş verməsidir. Ümumi halda həmin keçid $h\nu_1 + h\nu_2 = h\nu_0$ şərti ödəndikdə baş verir.

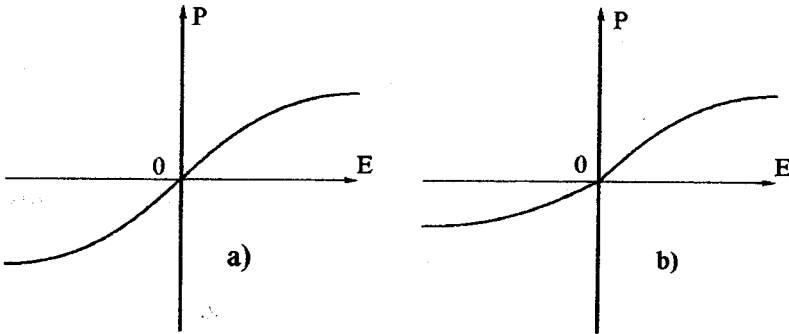
12. Qeyri-xətti optiki və elektrooptiki hadisələr bir-birilə əlaqədardır. Qeyri-xətti optik hadisələr işıq dalğasının təsirilə baş verir. Elektrooptik hadisələr isə xarici sabit (və ya kvazisabit) elektrik sahəsinin \vec{E}^0 təsirilə baş verir. Deməli, elektrooptik hadisələr də qeyri-xətti optik hadisələrdir. Ümumi halda mühitə eyni zamanda həm

xarici elektrik sahəsi \vec{E}^0 və həm də işıq dalğası $E_\omega \cos \omega t$ təsir edərsə, yeni effektlər yarana bilər. Geniş mənada qeyri-xətti optik hadisələri üç yerə bölmək olar:

- a) Təmiz optik təbiətli qeyri-xətti hadisələr,
- b) Elektrik təbiətli və elektrooptikaya aid olan qeyri-xətti hadisələr,
- c) Qeyri-xətti optiki və elektrooptiki hadisələrin “interferensiyasından” yaranan hadisələr.

§ 3.3. Mühitin qeyri-xətti polyarlaşması

Qeyri-xətti optik effektlərinin yaranmasının səbəbi mühitin qeyri-xətti polyarlaşmasıdır. Qeyri-xətti optik hadisələr qeyri-xətti mühitlərdə, yəni maddi tənlikləri qeyri-xətti formada olan mühitlərdə müşahidə olunur.



Şəkil 3.1. Mühitin polyarlaşmasının elektrik sahəsinin intensivliyindən asılılığı. a – simmetriya mərkəzi olan, b – simmetriya mərkəzi olmayan kristallar üçün.

Şəkil 3.1-də simmetriya mərkəzi olan və simmetriya mərkəzi olmayan kristallar üçün polyarlaşma vektorunun işığın intensivliyindən asılılıqları göstərilmişdir.

Qeyri-xətti kristal üçün polyarlaşma vektorunun sahənin intensivliyindən asılılığı kubik həddləri nəzərə almaqla aşağıdakı kimidir:

$$P_i = \sum_k \alpha_{ik} E_k + \sum_k \sum_j \chi_{ijk} E_k E_j + \sum_k \sum_j \sum_m \theta_{ikjm} E_k E_j E_m. \quad (3.10)$$

Burada

$$P^x = \sum_k \alpha_{ik} E_k \quad (3.11)$$

mühitin xətti polyarlaşması,

$$P^{q,x} = \sum_k \sum_j \chi_{ikj} E_k E_j + \sum_k \sum_j \sum_m \theta_{ikjm} E_k E_j E_m \quad (3.12)$$

isə mühitin qeyri -xətti rolyarlaşmasıdır. α_{ik} -xətti qavrayıcılıq tenzorunun, χ_{ijk} , θ_{ikjm} qeyri-xətti qavrayıcılıq tenzorlarının komponentləridir. χ və θ tenzorları kristalın qeyri-optik xassələrini təsvir edən optik xarakteristikalarıdır. Simmetriya mərkəzi olan kristal və

izotrop mühitlər üçün (mayelər və qazlar) $\chi_{ijk} = 0$. İzotrop maddələr (maye və qaz) üçün (3.10) düsturunu aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$\vec{P} = \alpha \vec{E} + \theta E^2 \vec{E}. \quad (3.13)$$

Aydınır ki, izotrop mühit üçün qavrayıcılıq tenzorları uyğun olan skalyar kəmiyyətlərə çevrilir. Mayelər və qazlar kubik qeyri-xətti mühitlərdir.

Əvvəlcə monoxromatik dalğanın təsirilə mühitdə yaranan qeyri-xətti polyarlaşmaya baxaq. Tutaq ki, tezliyi ω olan monoxromatik işıq dalğası x oxu boyunca mühitin səthinə düşür:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kx). \quad (3.14)$$

(3.14) düsturunda $k = \frac{\omega}{c} n$ -dalğa ədədi, n -mühitin sındırma əmsalıdır.

Fərz edək ki, polyarlaşma yalnız zamandan asılıdır. Onda skalyar yaxınlaşmada yazı bilərik:

$$P = \alpha E + \chi E^2 + \theta E^3. \quad (3.15)$$

(3.15) düsturunda (3.14) ifadəsini nəzərə aldıqda polyarlaşmanın xətti P^x və qeyri-xətti $P^{q,x}$ hissələri aşağıdakı şəkildə olar:

$$P^x = \alpha E_0 \cos \omega t, \quad (3.16)$$

$$P^{q,x} = \frac{1}{2} \chi E_0^2 + \frac{3}{4} E_0^3 \theta \cos(\omega t - kx) + \frac{1}{2} \chi E_0^2 \cos 2(\omega t - kx) + \frac{1}{4} \theta E_0^3 \cos 3(\omega t - kx). \quad (3.17)$$

Xətti mühitdə polyarlaşma ilə sahənin dəyişməsi eynidir. Qeyri-xətti mühitdə isə polyarlaşmanın dəyişməsi sahənin dəyişməsindən fərqlidir. (3.17) düsturundan görünür ki, bu halda qeyri-xətti polyarlaşma dörd həddən ibarətdir. Hər bir hədd müəyyən qeyri-optik hadisəni təsvir edir. Aydındır ki, (3.15) düsturunda əlavə həddlər nəzərə alınsaydı, onda qeyri-optik hadisələrin sayı daha çox olardı. (3.17) düsturunda $\frac{1}{2} \chi E_0^2$ statik polyarlaşmaya uyğundur. Bu hadisə nəticəsində işıq dalğasının enerjisinin müəyyən hissəsi sabit polyarlaşmanın yaranmasına sərf olunur. İlk dəfə 1962-ci ildə bu hadisə təcrübədə müşahidə edilmişdir.

$\frac{1}{2} \chi E_0^2 \cos 2(\omega t - kx)$ həddi tezliyi 2ω olan dəyişən polyarlaşmaya uyğundur. Bu halda kristalda ikinci harmonikanın generasiyası baş verir. 1961-ci ildə təcrübədə ikinci harmonika qeyd olunmuşdur.

$\frac{3}{4}\theta E_0^3 \cos(\omega t - kx)$ həddi mühitdə güclü işıq dalğası yayılarkən onun sındırma əmsalının dəyişməsini göstərir. Bu hadisə işığın özünü fokuslamasına gətirir.

$\frac{1}{4}\theta E_0^3 \cos 3(\omega t - kx)$ həddi üçüncü harmonikanın generasiyasını təsvir edir. Təcrübədə üçüncü harmonika 1963-cü ildə qeyd olunmuşdur.

İndi tutaq ki, mühitin üzərinə iki monoxromatik dalğa düşür:

$$E = E_1 \cos(\omega_1 t - k_1 x) + E_2 \cos(\omega_2 t - k_2 x). \quad (3.18)$$

Bu halda $P^{q.x} = \chi E^2$ həddi ilə əlaqədar olan polyarlaşmanın aşağıdakı hissələri olacaqdır:

$$P = P_{2\omega_1} + P_{2\omega_2} + P_0 + P_{\omega_1 + \omega_2} + P_{\omega_1 - \omega_2}. \quad (3.19)$$

(3.19) ifadəsindən görmək olar ki, qeyri-xətti polyarlaşma $\omega = 0$ tezliyi (statik polyarlaşma), tezliklərin cəmi və fərqi ilə həmçinin bu iki dalğanın ikinci harmonikalari ilə ifadə olunur.

§ 3.4. Anharmonik ossilyator

Maddənin dielektrik qavrayıcılığı sadə hallarda klassik elektron nəzəriyyəsinin köməyi ilə hesablanır. Həmin nəzəriyyəyə görə harmonik ossilyator modeli üçün qavrayıcılıq xarici sahədən xətti asılıdır. Güclü sahənin təsiri ilə ossilyator anharmonik rəqs edəcəkdir. Ona görə də qeyri-xətti qavrayıcılığı hesablamaq üçün anharmonik ossilyator modelindən istifadə olunmalıdır.

Məxsusi tezliyi ω_0 və sönmə əmsali γ olan ossilyator elektromaqnit sahəsinin təsiri ilə məcburi rəqs edəcəkdir. Həmin məcburi rəqslərin tənliyi xətti yaxınlaşmada (zəif sahə üçün) aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = eE(t) - m\gamma \frac{dr}{dt} - kr. \quad (3.20)$$

(3.20) düsturunda $eE(t)$ -xarici sahə tərəfindən elektrona təsir edən qüvvə, $-m\gamma \frac{dr}{dt}$ sürtünmə qüvvəsi, $-kr$ – elastiklik qüvvəsidir.

Mühitin vahid həcmində olan atomların sayı N olarsa, makroskopik polyarlaşma vektoru üçün yaza bilərik:

$$P = N \cdot er. \quad (3.21)$$

(3.21) ifadəsini (3.20) tənliyində nəzərə alsaq yaza bilərik:

$$\frac{d^2 P}{dt^2} + \gamma \frac{dP}{dt} + \omega_0^2 P = \frac{e^2 N}{m} E(t). \quad (3.22)$$

Mühitdə monoxromatik $E(t) = E_0 \cos \omega t$ dalğası yayılarkən onun polyarlaşması $P(t) = P_0 \cos(\omega t + \varphi)$ şəklində olacaqdır. Burada P_0 və φ -sabit kəmiyyətlərdir. Polyarlaşmanın ifadəsini və onun uyğun törəmələrini (3.22) düsturunda yazdıqdan sonra aşağıdakı ifadə alınır:

$$\begin{aligned} & (\omega_0^2 - \omega^2) P_0 (\cos \omega t \cos \varphi - \sin \omega t \sin \varphi) - \\ & - \gamma \omega P_0 (\cos \omega t \sin \varphi + \sin \omega t \cos \varphi) = \frac{e^2 N}{m} E_0 \cos \omega t. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Bu tənliyin doğru olması üçün $\sin \omega t$ və $\cos \omega t$ funksiyalarının əmsalları aşağıdakı şərtləri ödəməlidir:

$$\begin{aligned} & -(\omega_0^2 - \omega^2) \sin \varphi - \gamma \omega \cos \varphi = 0 \\ & (\omega_0^2 - \omega^2) P_0 \cos \varphi - \gamma \omega P_0 \sin \varphi = \frac{e^2 N}{m} E_0. \end{aligned} \quad (3.24)$$

Birinci bərabərlikdən polyarlaşmanın fazasını təyin etmək olar:

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{\gamma \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (3.25)$$

(3.24) tənliklər sistemindən polyarlaşmanın amplitudu üçün alırıq:

$$P_0 = \frac{e^2 N}{m} \cdot \frac{E_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}}. \quad (3.26)$$

Deməli, monoxromatik dalğanın təsirilə mühitin polyarlaşmasının dəyişməsi

$$P = \frac{e^2 N}{m} E_0 \frac{\cos(\omega t + \varphi)}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}}. \quad (3.27)$$

şəklində olur. Bu dusturdan alınan nəticələri qeyd edək. Polyarlaşmanın və xarici sahənin tezlikləri eynidir. Polyarlaşmanın amplitudu xarici sahənin qiymətindən xətti asılıdır. Mühitin polyarlaşmasının amplitudu $\omega_0 - \omega$ tezliklərinin fərqiindən asılı olaraq kəskin şəkildə dəyişir. Rezonans halında polyarlaşmanın ampplitudu maksimaldır. Rezonansdan uzaqlıqda, yəni $|\omega - \omega_0| \gg \gamma$ şərti ödənilsə, (3.25) ifadəsindən $\varphi = 0$ alınır. Bu halda (3.27) düsturundan

$$P(t) = \frac{e^2 N}{m} \frac{E_0 \cos \omega t}{|\omega_0^2 - \omega^2|} = \alpha(\omega) E(t) \quad (3.28)$$

alınır. Burada $\alpha(\omega)$ tezlikdən asılı olan xətti qavrayıcılıqdır:

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2 N}{m|\omega_0^2 - \omega^2|}. \quad (3.29)$$

Güclü sahədə elektronun hərəkət tənliyi qeyri-xətti və hərəkəti isə anharmonik olacaqdır. Birinci yaxınlaşmada izotrop mühit üçün anharmonizmi nəzərə almaqla (3.20) tənliyini

$$\frac{md^2r}{dt^2} + m\gamma\frac{dr}{dt} + kr + qr^3 = eE(t) \quad (3.30)$$

şəklində yazmaq olar. Burada q -rəqslərin anharmonikliyini nəzərə almaq üçün parametrdir. (3.30) tənliyindən (3.21) ifadəsini nəzərə almaqla polyarlaşma üçün aşağıdakı tənliyi yazı bilərik:

$$\frac{d^2P}{dt^2} + \gamma\frac{dP}{dt} + \omega_0^2 P + \frac{q}{me^2 N^2} P^3 = \frac{e^2 N}{m} E(t). \quad (3.31)$$

(3.31) tənliyinin həllini xətti P_0 və qeyri-xətti P_1 polyarlaşmaların cəmi şəklində axtarmaq olar:

$$P = P_0 + P_1. \quad (3.32)$$

Burada $P_1 \ll P_0$ şərti ödənilir. Monoxromatik sahə üçün qeyri-rezonans $|\omega - \omega_0| \gg \gamma$ halda polyarlaşmanın (3.31) tənliyindən aşağıdakı iki tənlik alınır:

$$\frac{d^2 P_0}{dt^2} + \omega_0^2 P_0 = \frac{e^2 N}{m} E(t), \quad (3.33)$$

$$\frac{d^2 P_1}{dt^2} + \omega_0^2 P_1 + \frac{q}{me^2 N^2} P_0^3 = 0. \quad (3.34)$$

(3.33) tənliyinin (3.28) həllini (3.34) tənliyində yerinə yazsaq:

$$\frac{d^2 P_1}{dt^2} + \omega_0^2 P_1 = -\frac{q\alpha^3}{me^2 N^2} E^3(t). \quad (3.35)$$

Monoxromatik sahə üçün $E^3(t) = \frac{E_0^3}{4} (\cos 3\omega t + 3 \cos \omega t)$

olduğunu nəzərə alsaq, (3.35) tənliyini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\frac{d^2 P_1}{dt^2} + \omega_0^2 P_1 = -\frac{q\alpha^3 E_0^3}{4me^2 N^2} (3 \cos 3\omega t + \cos \omega t). \quad (3.36)$$

(3.36) xarici ω və 3ω tezlikli qüvvələrin təsiri ilə rəqs edən harmonik ossilyatorun tənliyidir. Bu tənliyin həllini

$$P_1 = P_{1,\omega} \cos \omega t + P_{1,3\omega} \cos 3\omega t \quad (3.37)$$

şəkildə göstərmək olar. Bu ifadəni (3.36) tənliyində nəzərə alaraq, $\cos \omega t$ və $\cos 3\omega t$ əmsallarını bərabərləşdirsək, yaza bilərik:

$$P_{1,\omega} = -\frac{3q\alpha^3 E_0^3}{4me^2 N^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (3.38)$$

$$P_{1,3\omega} = -\frac{q\alpha^3 E_0^3}{4me^2 N^2 (\omega_0^2 - 9\omega^2)}. \quad (3.39)$$

Mühitin tam polyarlaşmasını tapmaq üçün (3.32) tənliyinə uyğun olaraq (3.28) və (3.37) tənliklərini (3.38) və (3.39) ifadələrini nəzərə almaqla toplamaq lazımdır. Nəticədə mühitin qeyri-xətti qavrayıcılıqları $\theta(\omega)$ və $\theta(3\omega)$ üçün alırıq:

$$\theta(\omega) = -\frac{3q\alpha^3 E_0^2}{4me^2 N^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (3.40)$$

$$\theta(3\omega) = -\frac{q\alpha^3 E_0^2}{4me^2 N^2 (\omega_0^2 - 9\omega^2)}. \quad (3.41)$$

Burada $\alpha(\omega)$ -xətti qavrayıcılıqdır və (3.29) düsturu ilə təyin olunur. Beləliklə, anharmonik ossilyator modelindən istifadə edərək mühitdə güclü işıq selinin təsiri ilə qeyri-xətti optik hadisələrin yarandığını görmək mümkündür. Burada baxılan halda mühitdə tezliyi ω olan monoxromatik işıq dalğasının təsiri ilə tezlikləri ω və 3ω olan polyarlaşma yaranır. Bunun da nəticəsində mühitdə baxılan halda tezlikləri ω və 3ω olan iki dalğa yayılacaqdır.

§ 3.5. İkinci harmonikanın generasiyası

Güclü işıq dalğası bəzi mühitlərdə yayıldığı zaman tezliyi əsas dalğanın ω tezliyinin iki mislinə bərabər olan yeni dalğa yaranır. Bu dalğa ikinci harmonika adlanır. İndi də ikinci harmonikanın generasiyası şərtlərini araşdıraq. Tutaq ki, şəffaf mühitin səthinə müstəvi monoxromatik işıq dalğası düşür:

$$E(x, t) = E_0 \cos(\omega t - kx). \quad (3.42)$$

$$\text{Burada } k = n\omega / c, \quad v = \frac{c}{n} = \frac{\omega}{k}.$$

Qeyri-xətti mühitdə yaranan polyarlaşmanın ikinci harmonikanın generasiyasını xarakterizə edən həddi belə ifadə olunur:

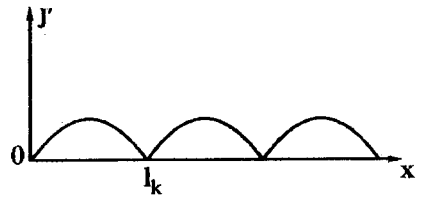
$$P(x, t) = \frac{1}{2} \chi E_0^2 \cos^2(2\omega t - 2kx). \quad (3.43)$$

Mühitdə yayılan ikinci harmonika dalğasının tənliyini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$E'(x, t) = E' \cos(2\omega t - k'x), \quad (3.44)$$

burada

$$k' = n(2\omega) \frac{2\omega}{c}, \quad v' = \frac{c}{n(2\omega)}.$$



Şəkil 3.2 İkinci harmonikanın intensivliyinin mühitin qalınlığından asılılığı.

Polyarlaşma və ikinci harmonika dalğaları arasında yaranan faza sürüşməsi mühitin ℓ uzunluğundan asılıdır:

$$\Delta\varphi = \ell(k' - 2k). \quad (3.45)$$

İkinci harmonikanın effektiv generasiyası (3.45) düsturu ilə təyin olunan fazalar fərqiindən asılıdır. Mühitin fazalar fərqiinin π -yə bərabər qiymətinə uyğun gələn uzunluğu koherent uzunluq adlanır:

$$\ell_k = \frac{\pi}{k' - 2k}. \quad (3.46)$$

Aydınır ki, $x = 0$ nöqtəsində ikinci harmonikanın intensivliyi sıfıra bərabərdir. Düşən əsas dalğanın mühitdə yaratdığı qeyri-xətti polyarlaşma nəticəsində 2ω tezlikli dalğa yaranır. Bu dalğaların faza sürətləri fərqli olduğuna görə mühitdə yayılarkən onların arasındakı enerji mübadiləsi rəqsi xarakter daşıyır. Əvvəlcə ($x = 0 \div \ell_k$ intervalında) əsas dalğanın energisi ikinci harmonikaya, sonra isə ($x = \ell_k \div 2\ell_k$ intervalında) əksinə verilir. İkinci harmonikanın intensivliyinin kvars kristalının qalınlığından asılılığı təcrübədə öyrənilmişdir. Bu məqsədlə kvars lövhəsinə lazer şüalanması ilə təsir edilmiş və ikinci harmonikanın intensivliyinin lövhənin φ dönmə bucağından asılı olaraq dəyişməsi qeyd olunmuşdur (şəkil 3.3). Hesablamalardan məlum olmuşdur ki, ikinci harmonikanın intensivliyinin mühitin uzunluğundan asılılığı aşağıdakı şəkildədir:

$$J' \sim [J_0 k \chi l \sin(\pi l / l_k) (l_k / l)]^2. \quad (3.47)$$

(3.47) düsturundan alınır ki,

$$l' = ql_k = q\pi(k' - 2k), \quad q = 1, 2, 3, \dots \quad (3.48)$$

(3.48) şərti ödənildikdə dalğalar arasında enerji mübadiləsi olmur. Deməli koherent uzunluq dalğalar arasında enerji mübadiləsi sıfıra bərabər olan minimal məsafədir. Dalğalar arasında enerji mübadiləsinin maksimal effektiv olması üçün onların faza sürətləri bərabər olmalıdır $v' = v$, yəni

$$n(2\omega) = n(\omega) \quad (3.49)$$

və deməli,

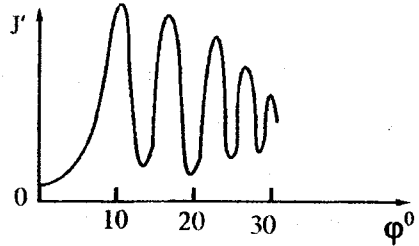
$$k' = 2k \quad (3.50)$$

ödənilməlidir. Bu şərtlər dalğa (faza) sinxronizmliyi şərtləri adlanır.

Kvant mexanikasının qanunlarına görə (3.40) şərti prosesdə iştirak edən fotonlar üçün impulsun saxlanması mənasını verir:

$$2\hbar\vec{k} = \hbar\vec{k}'. \quad (3.51)$$

(3.41) ifadəsinə görə ikinci harmonikanın generasiyası zamanı iki fotonun impulsları cəmi yeni yaranan fotonun impulsuna bərabər olmalıdır. Beləliklə, ikinci harmonikanın yaranmasında baş verən elementar akt üçün fotonların enerjiləri və impulsları üçün yazıb bilirik:

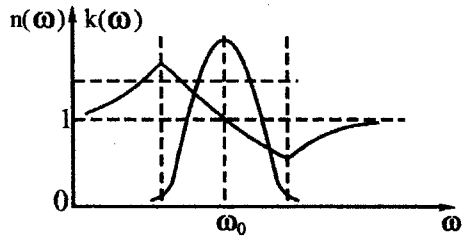


Şəkil 3.3. Kvars lövhəsinin lazer şüasına nəzərən dönməsi nəticəsində ikinci harmonikanın intensivliyinin dəyişməsi.

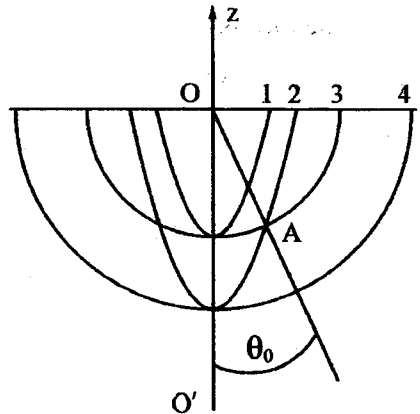
$$\begin{aligned} \hbar\omega + \hbar\omega &= \hbar\omega', \\ \hbar\vec{k} + \hbar\vec{k} &= \hbar\vec{k}'. \end{aligned} \quad (3.52)$$

İndi faza sinxronizmi şərtlərinin ödənilməsi üçün praktikada hansı imkanların olduğunu araşdıraraq. İzotrop mühit üçün sındırma əmsalının və udulma əmsalının tezlikdən asılılığı qrafikləri şəkil 3.4-də göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü ki-mi anomal dispersiyaya uyğun tezliklərdə udulma baş verir. $\omega = \omega_0$ tezliyində udulma maksimal qiymətinə çatır. Deməli, izotrop mühitdə $n(\omega) = n(2\omega)$ şərti ödənildikdə dalğalardan biri udulma zolağının tezliyində olmalıdır. Ona görə də izotrop mühitlər ikinci harmonikanın generasiyasını müşahidə etməkdən ötrü yararlı deyil.

Məlum olmuşdur ki,



Şəkil 3.4. Sındırma əmsalının və udulma əmsalının tezlikdən asılılığı.



Şəkil 3.5. KDP kristalında dalğa səthləri.

faza sinxronizmi şərti bəzi biroxlu kristallarda daha əlverişli şəkildə ödənilir. Biroxlu kristalda monox-romatik işıq dalğası adi və qeyri-adi dalğalara ayrılır. Bu dalğaların tezlikləri eyni sındırma əmsalları isə müxtəlif olur. Qeyri-adi dalğanın sındırma əmsalı dalğanın kristalda yayılma istiqamətindən aslıdır. Şəkil 3.5-də $KDP(KH_2PO_4)$ kristalında dalğa səthləri göstərilmişdir. Bu kristal üçün $n_e < n_o$ şərti ödənilir, yəni kristal mənfi kristal adlanır.

Burada

$$1 - n_e(\omega), 2 - n_e(2\omega), 3 - n_o(\omega) \text{ və } 4 - n_o(2\omega)$$

uyğun sındırma əmsallarıdır. Şəkildən görünür ki, A nöqtəsində sinxronluq şərti ödənilir, yəni $n(\omega) = n(2\omega)$. OA istiqaməti kristalda sinxronluq istiqamətidir. Sinxronluq istiqamətləri mərkəzi O nöqtəsində olan konik səthdir. Sinxronluq şərti ödənilərsə, ikinci harmonikanın intensivliyi

$$J' \sim (J_0 k \chi l)^2 \quad (3.53)$$

qanunu ilə artır.

Bu düsturdan görünür ki, ikinci harmonikanın intensivliyi düşən dalğanın intensivliyindən, qeyri-xətti qavrayıcılıqdan və kristalın uzunluğundan aslıdır.

§3.6. Işığın özünü fokuslaması hadisəsi

Monoxromatik dalğanın mühitdə yaratdığı polyarlaşma (3.16) düsturuna görə birinci harmonika üçün xətti və qeyri-xətti hissələrdən ibarətdir:

$$P = (\alpha E_0 + \frac{3}{4}\theta E_0^3) \cos(\omega t - kx). \quad (3.54)$$

(3.54) ifadəsini $D = \epsilon E = E + 4\pi P$ düsturunda nəzərə alaraq mühitin dielektrik nüfuzluğu ϵ üçün yazıla bilər:

$$\epsilon = 1 + 4\pi\alpha + 3\pi\theta E_0^2 = \epsilon_0 + \epsilon_2 E_0^2. \quad (3.55)$$

Burada $\epsilon_0 = 1 + 4\pi\alpha$ və $\epsilon_2 = 3\pi\theta$ işarə olunmuşdur. Mühitin sındırma əmsali ilə dielektrik nüfuzluğu arasındakı əlaqəni nəzərə alsaq aşağıdakı düsturu yazmaq olar:

$$n = \sqrt{\epsilon} = \sqrt{\epsilon_0} \left(1 + \frac{\epsilon_2 E_0^2}{2\epsilon_0}\right) = n_0 + n_2 E_0^2. \quad (3.56)$$

Bu düsturda

$$n_0 = \sqrt{\epsilon_0} = \sqrt{1 + 4\pi\alpha}, \quad (3.57)$$

$$n_2 = n_0 \frac{\epsilon_2}{2\epsilon_0} = \frac{3\pi}{2} \frac{n_0 \theta}{1 + 4\pi\alpha}. \quad (3.58)$$

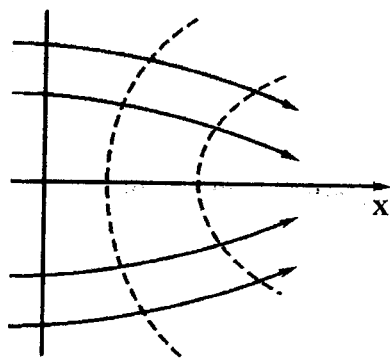
Deməli, mühitin sındırma əmsalı düşən dalğanın sahə intensivliyindən kvadratik olaraq asılıdır. Onda dalğanın faza sürəti də

$$v_f = \frac{c}{n_0 + n_2 E_0^2} \quad (3.59)$$

düsturuna görə işığın intensivliyindən asılıdır. Burada iki hal ola bilər

$$n_2 > 0 \text{ və } n_2 < 0.$$

Birinci halda işıq dəstəsi yayılan hissədə mühitin optik sıxlığı artır. Işığın intensivliyi işıq dəstəsinin mərkəzində ən böyük olduğuna görə həmin şüanın yayılma sürəti ən kiçik olur. Nəticədə işıq dalğasının cəbhəsi dəyişir (şəkil 3.6) Belə mühit toplyıcı linza kimi güclü işıq dəstəsini fokuslayır.

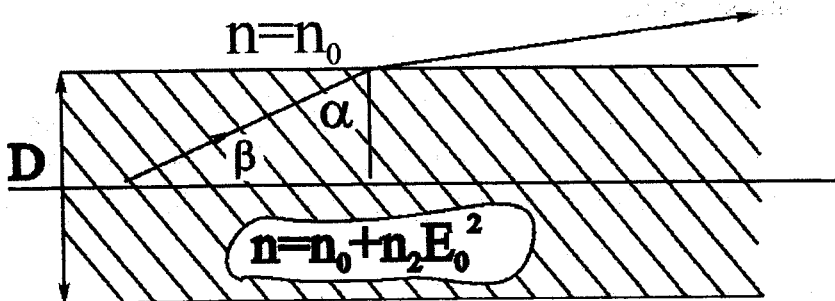


Şəkil 3.6. Işığın dalğa cəbhəsinin profili və özünü fokuslaması.

Mühidə işıq şüasının yayılmasının xarakteri özünü fokuslama və difraksiya hadisələrindən asılıdır. Tutaq ki, diametri D olan işıq dəstəsi qeyri-xətti mühidə yayılır

(şəkil 3.7.). Hesab edək ki, $n_0 < n_0 + n_2 E_0^2$, yəni şüanın yayıldığı hissədə mühitin sındırma əmsalı artmışdır. Aydındır ki, bu halda tam daxili qayıtma hadisəsi baş verə bilər.

Tam daxili qayıtmanın limit bucağı



Şəkil 3.7. Işığın özünü fokuslaması şərtinin alınması.

$$\sin \alpha_0 = \cos \beta_0 = \frac{n_0}{n_0 + n_2 E_0^2} \quad (3.60)$$

şəkildə təyin orlunur.

Əgər

$$\beta_0 = \arccos \frac{n_0}{n_0 + n_2 E_0^2} \quad (3.61)$$

şerti ödənilərsə, onda şüa sərhəddə sınıandan sonra dəstənin oxuna paralel olaraq yayılır. $\beta > \beta_0$ olarsa, onda

şüa dəstənin oxundan uzaqlaşar, $\beta < \beta_0$ olduqda isə şüa oxa yaxınlaşır.

İndi isə işığın difraksiyasının təsirini nəzərə alaq. Məlumdur ki, ölçüsü D olan müstəvi dalğanın difraksiya dağılması bucağı β' belə təyin olunur:

$$\beta' = \frac{0,61}{n_0 D} \lambda. \quad (3.62)$$

Əgər $\beta' > \beta_0$ olarsa, işıq dəstəsi dağılar. $\beta' = \beta_0$ şərti ödənilərsə, işıq şüası dağılmayaraq yayılır. Bu hadisə işığın özünü kanallaşdırması adlanır. Nəhayət, $\beta' < \beta_0$ olduqda işıq dəstəsi özünü fokuslayır. İndi də özünü fokuslama hadisəsinin yaranması üçün tələb olunan sahənin intensivliyinin minimal qiymətini hesablayaq. İşığın özünü fokuslama hadisəsinin yaranması $\beta' = \beta_0$ şərtindən sonra başladığına görə yazmaq bilərik:

$$\arccos \frac{n_0}{n_0 + n_2 E_0^2} = \frac{\lambda}{n_0 D}. \quad (3.63)$$

Burada $n_2 E_0^2 \ll n_0$ olduğunu nəzərə alıb aşağıdakı dusturu yazmaq olar:

$$\arccos \frac{n_0}{n_0 + n_2 E_0^2} = \sqrt{1 - \frac{n_0}{n_0 + n_2 E_0^2}} \quad (3.64)$$

Nəticədə

$$1 - \frac{n_0}{n_0 + n_2 E_0^2} = \frac{\lambda^2}{n_0^2 D^2}$$

və buradan

$$E_0^2 = \frac{\lambda^2}{n_0 n_2 D^2} \quad (3.65)$$

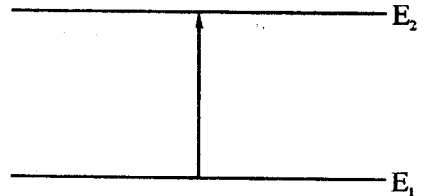
alınır.

§ 3.7. Çoxfotonlu proseslər

Xətti optikada fotonun udulması üçün onun enerjisi $\hbar\omega$ kvant sisteminin enerji səviyyələri fərqinə bərabər olmalıdır.

Atomun həyəcanlanmış haldan aşağı enerji halına keçidi

nəticəsində isə uyğun tezlikli foton şüalanır. Bu hadisələrdə elementar aktlar yalnız bir fotonun iştirakı ilə



Şəkil 3.8. Birfotonlu qarşılıqlı təsir prosesi.

Belə keçidlərdə fotonun enerjisi təxminən kvant keçidinin enerjisinə bərabər olmalıdır.

Kvant mexanikasından məlumdur ki, atom sistemlərində iki və daha çox fotonlu proseslər də mümkündür. Çoxfotonlu proseslər daha güclü işıq dalğalarının kvant sistemləri ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində baş verir. Şəkil 3.9 –da ikifotonlu udulma prosesi göstərilmişdir. Bu halda $E_1 \rightarrow E_2$ keçidi iki eyni enerjili fotonlarla baş verir. Elektronun E_1 enerji səviyyəsindən

E_2 enerji səviyyəsinə keçməsi üçün

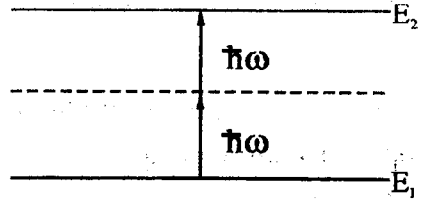
$$2\hbar\omega = E_2 - E_1 \quad (3.66)$$

şərti ödənilməlidir. Şəkildə punktirlə virtual səviyyə göstərilmişdir.

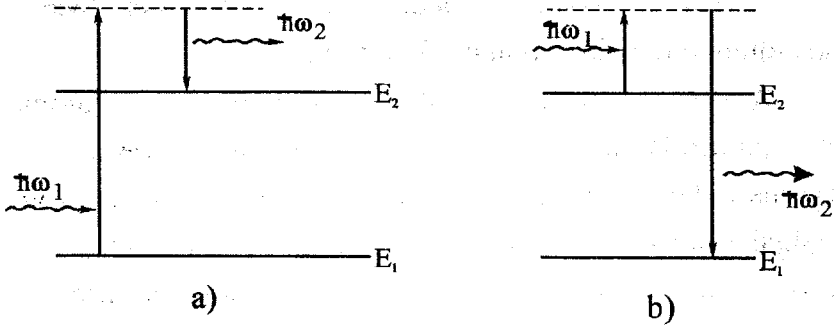
Virtual səviyələr üçün enerjinin saxlanması qanunu doğru olmadığına görə onların yerləşməsi də şərti olaraq qeyd olunur. Elektronun (3.66) şərtinin ödənilməsilə $E_2 - E_1$ keçidi isə ikifotonlu şüalanma prosesi adlanır.

İşığın kombinasiyon səpilməsi də ikifotonlu prosesdir. (şəkil 3.10). Stoks halında kombinasiyon səpilməsinin enerji şərti üçün yazıla bilər:

$$\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2 = E_2 - E_1. \quad (3.67)$$



Şəkil 3.9. İkifotonlu udulma prosesi.



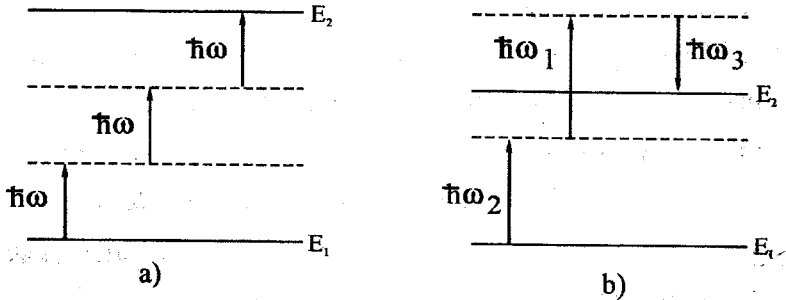
Şəkil 3.10 Kombinasion səpilmə. a- stoks halı, b- antistoks halı.

Bu halda $\omega_2 < \omega_1$ yəni səpilən işığın tezliyi azalır. Antistoks halı üçün enerjinin saxlanması qanunu belədir:

$$\hbar\omega_2 - \hbar\omega_1 = E_2 - E_1. \quad (3.68)$$

(3.68) düsturundan görüldüyü kimi antistoks kombinasion səpilməsi halında səpilən işığın tezliyi artır, $\omega_2 > \omega_1$ olur.

Şəkil 3.11-də üçfotonlu udulma (a) və üçfotonlu kombinasion səpilmə proseslərinin (b) sxemləri



Şəkil 3.11.Üçfotonlu proseslər.

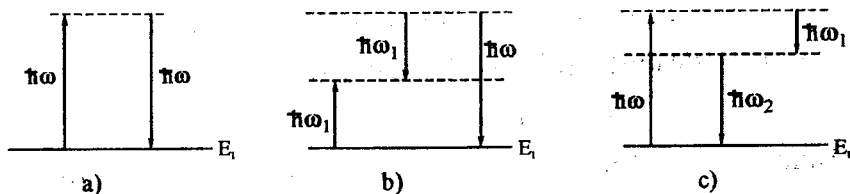
göstərilmişdir. Bu proseslər üçün enerji şərtləri uyğun olaraq aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$3\hbar\omega = E_2 - E_1, \quad (3.69)$$

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 - \hbar\omega_3 = E_2 - E_1. \quad (3.70)$$

(3.70) düsturuna görə $\omega_1 = \omega_2$ olduqda və $\omega_1 > \omega_3$ şərtində stoks halı, $\omega_3 > \omega_1$ ödənilərsə antistoks kombinasiyon səpilmə alınır.

Çoxfotonlu proseslərdən bəzilərində kvant sisteminin halı dəyişməz qalır. Belə proseslər koherent çoxfotonlu proseslər adlanır. (şəkil 3.12). Sahədə elektronun halı dəyişmədiyinə görə şəkildə yalnız E_1 enerji səviyyəsi göstərilmişdir. Reley səpilməsində fotonların



Şəkil 3.12. Koherent çoxfotonlu proseslər: a- Reley səpilməsi; b- ikinci harmonikanın generasiyası; c- işıq parametrik generasiyası.

istiqamətləri və polyarlaşması dəyişir, lakin enerjiləri isə sabit qalır (şəkil 3.12 a). İkinci harmonikanın generasiyası üçün enerjinin və impulsun saxlanması qanunları ödənilməlidir:

$$2\hbar\omega_1 = \hbar\omega_2, \quad (3.71)$$

$$2\hbar\vec{k}_1 = \hbar\vec{k}_2. \quad (3.72)$$

Bu halda sahədə iki foton yox olur və yeni bir foton yaranır. (şəkil 3.12 b). Parametrik generasiya prosesində

bir foton yox olur və iki foton yaranır (şəkil 3.12 c). Enerjinin və impulsun saxlanma qanunları parametrik generasiya prosesi üçün aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\hbar\omega = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2, \quad (3.73)$$

$$\hbar\vec{k} = \hbar\vec{k}_1 + \hbar\vec{k}_2. \quad (3.74)$$

Koherent proseslərin intensivliyi işıqla qarşılıqlı təsirdə olan kvant sisteminin xassələrindən asılıdır.

Çoxfotonlu proseslərdən biri də çoxfotonlu fotoeffektidir. Fotoeffekt hadisəsi N sayda fotonla baş verərsə, onda Eynşteyn düsturu aşağıdakı kimi yazılır:

$$Nh\nu = A + m\nu^2/2. \quad (3.75)$$

Burada $N = 2, 3, 4, \dots$ olub udulma prosesinin tərtibini göstərir. Fotonun fotoeffektin qırmızı sərhəddinə uyğun gələn tezliyi isə

$$\nu_0 = A/Nh \quad (3.76)$$

düsturu ilə təyin olunur. Bu düsturdan görünür ki, çıxış işi

A olan metaldan nəinki $\nu = \frac{A}{h}$ olan işıqla, həmçinin tezliyi

$A/2h$, $A/3h$ və s. olan işıqla da fotoeffekt yaratmaq olar.

Güclü işıq selinin təsiri ilə atomun (molekulun) çoxfotonlu ionlaşması da müşahidə olunmuşdur.

§ 3.8. Işığın parametrik generasiyası

Işığın parametrik generasiyası ω_0 tezlikli güclü

dalğanın enerjisinin hesabına ω_1 və $\omega_0 - \omega_1$ zəif dalğaların qeyri-xətti mühitdə yayılarkən güclənməsidir. Tutaq ki, qeyri-xətti polyarlaşması

$$P = \chi E^2 \quad (3.77)$$

düsturu ilə verilən mühitə müəyyən x istiqamətdə eyni zamanda güclü

$$E_0 = A_0 \cos(\omega_0 t - k_0 x) \quad (3.78)$$

və iki zəif

$$E_1 = A_1 \cos(\omega_1 t - k_1 x) \quad (3.79)$$

$$E_2 = A_2 \cos(\omega_2 t - k_2 x) \quad (3.80)$$

dalğalar düşür. Bu dalğaların tezlikləri üçün

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 \quad (3.81)$$

şerti ödənilməlidir. Bu dalğaların ifadələrini polyarlaşmanın düsturunda nəzərə alsaq yazıya bilərik:

$$P = \chi(E_0 + E_1 + E_2)^2. \quad (3.82)$$

(3.82) düsturundan ω_1 və ω_2 tezliklərdə qeyri-xətti polyarlaşma üçün aşağıdakı ifadələr alınır:

$$P(\omega_1) = \frac{1}{2} \chi A_0 A_2 \cos[\omega_1 t - (k_0 - k_2)x], \quad (3.83)$$

$$P(\omega_2) = \frac{1}{2} \chi A_0 A_1 \cos(\omega_2 t - (k_0 - k_1)x). \quad (3.84)$$

Bu düsturlardan görünür ki, qeyri-xətti mühitin daxilində güclü dalğanın enerjisinin hesabına zəif ω_1 və ω_2 tezlikli dalğalar güclənə bilər. Bu hadisə işığın parametrik güclənməsi adlanır. Belə hadisəni güclü sahədə qeyri-xətti mühitin parametrlərinin (sındırma əmsalının) modulyasiyasının nəticəsində baş verdiyini hesab etmək olar. Dalğaların effektiv qarşılıqlı təsirdə olmasından ötrü faza sinxronizmi şərti ödənilmişdir:

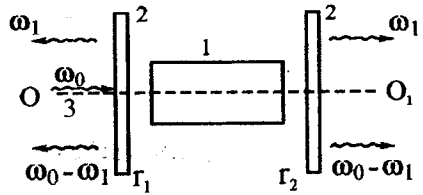
$$k_0 - k_2 = k_1 \quad (3.85)$$

və ya

$$k_1 + k_2 = k_0. \quad (3.85 a)$$

Bu şərti impulsun saxlanması qanunu şəklində yazmaq olar:

$$\hbar \vec{k}_1 + \hbar \vec{k}_2 = \hbar \vec{k}_0. \quad (3.86)$$



Şəkil 3.13. Parametrik generatorun sxemi. 1-qeyri xətti kristal, 2-optik rezonator, 3-güclü dalğa, ω_0 – kristalın optik oxu.

Mühitdə sinxronizm şərti ödənilərsə, enerji güclü dalğadan ω_1 və ω_2 tezlikli dalğalara verilir.

Güclənmənin kifayət qədər böyük olması üçün güclü dalğanın mühitdəki yolun uzun-luğunu artırmaq lazımdır. Bu məqsədlə qeyri-xətti mühitin kristal optik rezonatorun daxilində yerləşdirirlər.

Güclü dalğa güzgülərin birindən rezonatorun daxilinə keçir. ω_1 və $\omega_0 - \omega_1$ tezlikləri üçün güzgülərin qaytarma əmsalları yüksəkdir. Bu şərtlər ödənilən sistemdə ω_1 və $\omega_0 - \omega_1$ tezliklərində işığın generasiyası baş verir.

Rezonatorun daxilinə ω_1 və $\omega_0 - \omega_1$ tezlikli dalğaları öndərməyə ehtiyac yoxdur. Bu tezlikli fotonlar sistemin daxilində mövcuddur. Dalğa sinxronizmi şərti bəzi kristallarda adi və qeyri-adi şüalar arasında ödənilə bilər. Biroxlu kristallarda müəyyən istiqamətdə güclü qeyri-adi dalğa zəif adi dalğalarla qarşılıqlı təsirdə olduqda ω_1 və

$\omega_0 - \omega_1$ adi şüaların generasiyası baş verir. Generasiya prosesi rezonatorada yalnız onun oxu boyunca alınır. (şəkil 3.13). Parametrik generatorada tezliyi müntəzəm dəyişdirmək üçün kristalı fırladırlar.

§ 3.9. Işığın məcburi səpilməsi

Hər bir mühitdə (qaz, maye, bərk cisim) zərəciklərin istilik hərəkəti nəticəsində mühitin sıxlığı və sındırma əmsalı dəyişir. Ona görə də mühitdə istilik akustik dalğaları yaranır. Işıq dalğaları mühitdə yaranan akustik və molekulyar rəqsləri ilə də qarşılıqlı təsirdə olur. Başqa sözlə desək akustik və molekulyar rəqslər işıq dalğasını modulyasiya edir. Bu hadisə radiotexnikadakı alçaq tezlikli rəqslərin yüksək tezlikli rəqsləri modulyasiya etməsinə oxşayır. Tezliyi ω olan işıq dalğasının mühitin Ω tezlikli rəqslərinin təsiri ilə modulyasiyası nəticəsində $\omega - \Omega$ və $\omega + \Omega$ tezlikli dalğalar yaranır. Işığın akustik dalğalardan səpilməsi Mandelştam-Brilyuen səpilməsi adlanır. Zəif işıq sahələrinin təsiri ilə yaranan səpilmə spontan səpilmədir. Güclü işıq dalğalarının qeyri-xətti mühitdə məcburi səpilməsi işığın parametrik güclənməsi və generasiyasına oxşayır. Kvant mexanikasına görə səpilmə hadisələrində impulsun saxlanma qanunu ödənilməlidir. Işığın akustik rəqslərdən səpilməsi zamanı fonon yaranarsa, enerji və impulsun saxlanması qanunları aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$\hbar\omega' = \hbar\omega + \hbar\Omega, \quad (3.87)$$

$$\hbar\vec{k}' = \hbar\vec{k} + \hbar\vec{q}. \quad (3.87 \text{ a})$$

Fonon yox olan halda isə həmin qanunlar belədir:

$$\hbar\omega' + \hbar\Omega = \hbar\omega, \quad (3.88)$$

$$\hbar\vec{k}' + \hbar\vec{q} = \hbar\vec{k}. \quad (3.88 \text{ a})$$

Burada $\hbar\omega'$, $\hbar\omega$, $\hbar\Omega$ - düşən və səpələn fotonların və fononun enerjiləri, $\hbar\vec{k}'$, $\hbar\vec{k}$, $\hbar\vec{q}$ - uyğun olaraq onların impulslarıdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, məcburi səpilmə üçün enerji və impulsun saxlanması qanunları parametrik generasiya hadisəsində olduğu kimidir. Hər iki prosesdə üç zərrəcik iştirak edir. Lakin parametrik generasiyada 3 foton, səpilmədə isə 2 foton və bir fonon iştirak edir.

Akustik dalğalardan işığın məcburi səpilməsi klassik fizikada belə izah olunur. Spontan səpilmədən fərqli olaraq, güclü işıq sahəsi də öz növbəsində akustik rəqslərə təsir edir. Bu təsir elektrostriksiya hadisəsinin nəticəsində baş verir. Elektrostriksiya nəticəsində işıq

dalğası mühitdə akustik təzyiq yaradır. Mühitdə yaranan təzyiq aşağıdakı düsturla verilir:

$$p = \frac{E^2}{8\pi} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right). \quad (3.89)$$

Burada ρ - sıxlıq, ε - mühitin dielektrik nüfuzluğudur.

Tutaq ki, mühitə tezlikləri ω_1 və ω_2 olan iki işıq dalğaları düşür. (3.89) düsturuna görə mühitdə tezlikləri $\Omega_1 = \omega_1 - \omega_2$ və $\Omega_2 = \omega_1 + \omega_2$ olan məcburi səpilmə dalğaları yaranır. Ω_2 dalğasının tezliyi çox böyük olduğuna görə mühitdə tez sönəcəkdir. Tezlikləri ω_1, ω_2 və Ω_1 olan dalğalar isə qarşılıqlı təsirdə olacaqdır. Bu üsulla bir çox maye və bərk cisimlərdə lazer şüalarının təsiri ilə güclü səs rəqsləri alınmışdır. Bu halda mühit işıqla həyəcanlandırılan parametrik səs generatoru olacaqdır.

İşığın molekulyar rəqslərdən səpilməsi nəticəsində də spektrdə $\omega \pm \Omega$ tezlikli xətlər alınır. Bu halda Ω - molekulyar rəqslərin tezliyidir. İşığın molekulyar rəqslərdən səpilməsi kombinasiyon səpilmə adlanır. Lazer şüalanmasının molekullarla qarşılıqlı təsiri nəticəsində işığın məcburi kombinasiyon səpilməsi baş verir. Sadəlik üçün ikiatomlu molekul ilə monoxromatik işıq dalğasının qarşılıqlı təsirinə baxaq. Molekulun dipol momentinin rəqsləri aşağıdakı tənliklə ifadə etmək olar:

$$d = \beta E = \beta E_0 \cos \omega t. \quad (3.90)$$

Burada β molekulun polyarlaşmasıdır. Əgər molekulun nüvələrinin hərəkəti nəzərə alınmazsa, onda $\beta = const.$ Elektronların rəqsi hərəkəti nüvələrin də hərəkətini yaradır. Nüvələrin rəqsi hərəkəti nəticəsində onların arasındakı məsafə aşağıdakı şəkildə zamandan asılıdır:

$$r = r_0 \cos \Omega t. \quad (3.91)$$

Onda (3.90) düsturuna görə molekulun dipol momentinin zamandan asılılığı üçün alırıq:

$$d(t) = \beta(t) E_0 \cos \omega t. \quad (3.92)$$

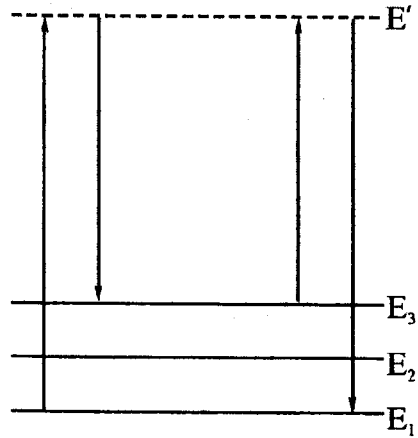
$\beta(t)$ kəmiyyətini r -in üstələrinə görə sıraya ayıraraq birinci yaxınlaşmada yazı bilərik:

$$\beta(t) = \beta_0 + \left(\frac{d\beta}{dr}\right)_{r=r_0} r_0 \cos \Omega t. \quad (3.93)$$

(3.93) düsturunu (3.92)- də yerinə yazıb aşağıdakı ifadəni almaq olar:

$$d(t) = \beta_0 E_0 \cos \omega t + \frac{1}{2} \left(\frac{d\beta}{dr}\right)_{r=r_0} r_0 E_0 [\cos(\omega + \Omega)t + \cos(\omega - \Omega)t]. \quad (3.94)$$

Bu düsturdan görünür ki, işığın molekulla qarşılıqlı təsiri nəticəsində $\omega - \Omega$ və $\omega + \Omega$ tezlikli dalğalar yaranır. Adi işıq mənbələri ilə müşahidə olunan kombinasiyon səpilmə qeyri-koherent prosesdir. Bu halda molekulların şüalanması müxtəlif təsadüfi fazalarla baş verir. Kvant mexanikasına görə işığın kombinasiyon səpilməsinə baxaq. Şəkil



Şəkil 3.14. Stoks və antistoks kombinasiyon səpilmə.

3.14-də stoks ($\omega - \Omega$) və antistoks ($\Omega + \omega$) səpilmələrinin necə baş verildiyi sxematik olaraq göstərilmişdir. Stoks halında kvant keçidi əsas enerji səviyyəsindən başlanır. Antistoks halında isə proses həyəcanlanmış enerji səviyyəsindən başlanır. Məcburi kombinamion səpilmə koherent prosesdir. Bu səpilmə həm də istiqamətlidir. Kombinasion səpilən şüalanmanı gücləndirmək üçün rezonatorndan istifadə olunur. Rezonatorun daxilində olan spontan səpilmə kvantları məcburi səpilməyə başlanğıc verir.

Beləliklə, işığın məcburi səpilməsi hadisəsində güclü işıq şüası qeyri-xətti mühitdə intensiv koherent daxili rəqslər yaradır. Bu koherent rəqslər işığı səpir və səpilən işığın

intensivliyi kəskin artır. Işığın mühitə təsiri və mühitin işığa təsiri eyni zamanda baş verir.

ƏDƏBİYYAT

1. A.İ. Muxtarov. Kvant mexanikası, “Maarif”, 1999.
2. B.M. Əsgərov. Bərk cisimlərin nəzəriyyəsi, BDU-nun nəşriyyatı, 2001.
3. N.M. Qocayev. Optika, “Maarif”, 1983.
4. M.İ. Vəliyev, E.Y. Salayev. Lazerlər, “Elm”, 1983.
5. R.C.Qasıмова, R.Ə.Kərəməliyev. Kvant elektronikasının əsasları, BDU-nun nəşriyyatı, 1991.
6. Г.С. Ландсберг. Оптика, М. “Наука”, 1976.
7. Ф. Качмарек. Введение в физику лазеров, М. “Мир”, 1981.
8. Д.Н. Клышко. Физические основы квант. электр, М. «Наука», 1986.
9. Г.М. Страховский, А.В. Успенский. Основы квант. электр. «Высшая школа», М. 1973.
10. Л. В. Тарасов. Физические основы квант. электр. М. «Сов. Радио», 1976.

MÜNDƏRİCAT

ÖN SÖZ	3
--------------	---

I FƏSİL

KVANT ELEKTRONİKASININ FİZİKİ ƏSASLARI

§ 1.1.	Enerji səviyyələri və spektrlər f	5
§ 1.2.	Spontan və məcburi şüalanma. Eynşteyn əmsalları f	10
§ 1.3.	Tarazlıqda şüalanma f	14
§ 1.4.	Qeyri-tarazlıqda şüalanma. Lüminessensiya f	18
§ 1.5.	İşığın mühitdən keçməsi f	24
§ 1.6.	Xarici sahədə kvant keçidləri f	29
§ 1.7.	Spektral xəttin forması və eni f	36
§ 1.8.	İkisəviyyəli sistem xarici sahədə. Udulma əmsalının qeyri-xəttiliyi f	46
§ 1.9.	Mühitlərdə zərrəciklərin inversiya halının yaradılması f	55
§ 1.10.	Optik rezonatorlar f	60
§ 1.11.	Lazerin iş prinsipi f	68

II FƏSİL LAZERLƏR

§ 2.1.	Lazerlərin təsnifatı və əsas xarakteristikaları .T.	74
§ 2.2.	Yaqut lazerit.	76
§ 2.3.	Neodim lazeri+	87
§ 2.4.	Qaz lazerləri-	89
§ 2.5.	İon lazerləri+	96
§ 2.6.	Molekulyar lazerlər*	97
§ 2.7.	Kimyəvi lazerlər+	100
§ 2.8.	Yarımkəçirici lazerlər-	102
§ 2.9.	Mürəkkəb üzvi birləşmələr əsasında lazerlərP.	106
§ 2.10.	Paylanmış əks rəbitəli lazerlər-	112
§ 2.11.	Lazer şüalanmasının əsas xassələri#.	116
§ 2.12.	Lazerlərin bəzi tətbiqləri-	120

III FƏSİL

QEYRİ-XƏTTİ OPTİK HADİSƏLƏR

§ 3.1.	Xətti və qeyri-xətti optika	123
§ 3.2.	Qeyri-xətti optik hadisələr	126
§ 3.3.	Mühitin qeyri-xətti polyarlaşması.....	129
§ 3.4.	Anharmonik ossilyator	134
§ 3.5.	İkinci harmonikanın generasiyası	140
§ 3.6.	İşığın özünü fokuslaması hadisəsi	146
§ 3.7.	Çoxfotonlu proseslər	150
§ 3.8.	İşığın parametrik generasiyası	155
§ 3.9.	İşığın məcburi səpilməsi	158
	Ədəbiyyat.....	164

Yığılmağa verilmişdir 16.08.2003.
Çapa imzalanmışdır 12.09.2003
Formatı 60x84 Ofset kağızı.
Ofset çapı. Həcmi 10,5 f.ç.v.
Tiraj 300 ədəd. Sifariş 1297

“Əbilov, Zeynalov və oğulları” İTK mətbəsi.

370009 Bakı, M.Qorki küç. 43.