

X SKYRIUS

NETIESINĖS OPTIKOS PAGRINDAI

Iki lazerių sukūrimo optikoje ir spektroskopijoje viešpatavo *tiesiškumo principas*. Pagal šį principą medžiagos atsakas į šviesos poveikį tiesiškai priklauso nuo veikiančiojo šviesos lauko stiprio. Iš to vienareikšmiškai išplaukia, kad optiniai spektriniai parametrai (lūžio rodiklis, sugerties koeficientas, liuminescencijos ir sklaidos efektyvumas ir kt.) nepriklauso nuo šviesos srautų intensyvumo ir nusakomi tik medžiagos savybėmis.

Šiuo principu iki lazerių sukūrimo nebuvo abejojama ir manoma, kad jis patikimai patvirtina bandymų ir teorinių darbų duomenis, nagrinėjant šviesos sklidimą medžiagoje. Žinomi tik keli darbai, kuriuose pateikiama mintis, kad tiesiškumo principas optikoje yra pirmasis artinys aprašant optinius reiškinius.

Lazerių naudojimas optiniame bandyme atskleidė eilę reiškinių, nesuderinamų su tiesiškumo principu. Sukūrus pirmuosius lazerius, aptikti tokie netiesiniai optiniai reiškiniai, kaip harmonikų generavimas, šviesos srautų dažnių sudėtis ir atimtis, priverstinė Ramano sklaida, dvifotonė sugertis. Tapo aišku, kad pats lazeris – tai optinė sistema, kurioje svarbų vaidmenį vaidina šviesos stiprinimo išotinio reiškinys aktyviojoje terpėje. Prasidėjo platus teorinis ir eksperimentinis šviesos netiesinės sąveikos su medžiaga tyrimas ir sukurti praktiško optinių netiesinių reiškinių taikymo metodai moksle ir technikoje. Atsirado *netiesinė optika*.

Netiesinė optika suprantama pakankamai intensyvių šviesos pluoštų optika, kai stebimos netiesinės medžiagos optinės savybės. Reikia pabrėžti, kad optiškai netiesinėse terpėse pažeidžiamas pagrindinis tiesinės optikos principas – superpozicijos principas.

Bandymai, atlikti naudojant ($10^8 \div 10^{10}$) W/cm² galios pluošteliu, parodė, kad yra esminė kiekybinė ir, kas labai svarbu, kokybinė optinių reiškinių pobūdžio priklausomybė nuo spinduliuotės intensyvumo; susikuria reiškiniai, kurie keičia šviesos pluoštelio elgesį.

Pateiksime kelis būdingus pavyzdžius.

Pažiūrėkime **kaip sklinda lygiagretus ribotas šviesos pluoštelis terpėje**. Atsakymas jau seniai pateiktas Frenelio ir Kirchhofo darbuose: pirminis lygiagretus baigtinio skerspjūvio pluoštelis sklisdamas išplinta dėl dif-

rakcijos. Vyksta savotiška šviesos energijos difuzija skersai pluoštelio. Tai atsitinka tiek vakuume, tiek ir medžiagoje.

Būdingas atstumas, nuo kurio prasideda difrakcinis pluoštelio išplitimas (difrakcijos ilgis), yra lygus

$$L_d = k a^2 / 2 ; \quad (10.1)$$

čia a – pluoštelio spindulys. L_d atstumu atsiranda difrakcinė plėtra, nusakoma kampu

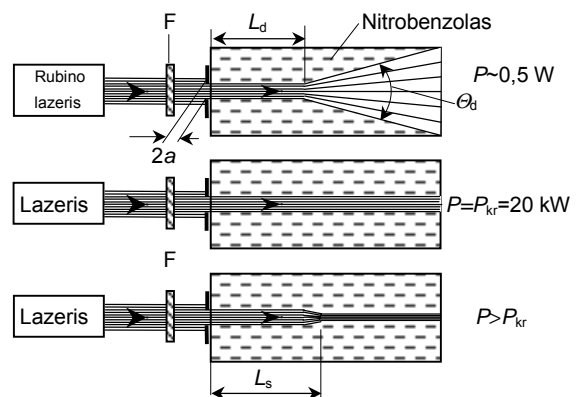
$$\Theta_d = \frac{1,22 \lambda}{n_0 2a} . \quad (10.2)$$

Iš (10.1) ir (10.2) formulių išplaukia, kad šviesos pluoštelio difrakcija nepriklauso nuo spinduliuotės intensyvumo. Šios teorijos rezultatus daug kartų patvirtino bandymai.

Tačiau bandymai, kuriuose naudojami galingi lazeriai, parodė, kad jei (10.1) ir (10.2) išraiškas galima naudoti praretintoms dujoms, tai sklindant galingiems šviesos pluošteliams skysčiuose ir kai kuriuose kristaluose, pateiktoji teorija yra neteisinga.

Bandymui naudokime rubino lazerį, spinduliuojantį $\lambda = 694,3$ nm bangos ilgio šviesą. Šviesos pluoštelis, perėjęs filtrą F (10.1 pav.), kuriuo galima keisti jo intensyvumą ir apskrita anga, patenka į kiuvetę su nitrobenzolu, kuris yra skaidrus raudonajai šviesai. Pluoštelis stebimas (fotografuojamas) iš šono. Tai galima padaryti, nes yra nedidelė šviesos sklaida, visuomet vykstanti terpėje.

Kai krintančiojo į kiuvetę šviesos pluoštelio galia 0,5 W, jo elgesys įprastinis ir gerai aprašomas (10.1) ir (10.2) formulėmis. Didinant pluoštelio galią vaizdas pradžioje pakinta kiekybiškai, o po to reiškinio pobūdis pakinta ir kokybiškai, t. y. didėjant šviesos pluoštelio galiai P jo plėtra mažėja ir esant kažkuriai galiai P_{kr} (nitrobenzoliui $P_{kr} = 20$ kW) pluoštelis sklinda nepatirdamas plėtros, o kai $P > P_{kr}$ pluoštelis



10.1 pav. Rubino lazerio spinduliuotės pluoštelio sklidimas nitrobenzole, kai spinduliuotės intensyvumai skirtingi (pluoštelio fokusavimas)

terpėje susispaudžia – *susifokusuoja* kažkuriuo atstumu $L_s \sim 1/\sqrt{P}$. Tai esminis reiškinys difrakcijoje.

Toki savotišką difrakcijos „gesinimą“, kai šviesos intensyvumas didelis, nusako terpės lūžio rodiklio priklausomybė nuo šviesos intensyvumo. Reiškinių suprasime, jei manysime, kad lūžio rodiklis didėja didėjant šviesos stipriui. Šviesos pluoštelio srityje medžiagos lūžio rodiklis didesnis, terpė tampa optiškai tankesnė, kas ir priverčia pluoštelį susiglausti.

Ar **pakinta šviesos dažnis jai pereinant medžiagą**? Teigiamas atsakymas žinomas seniai. Bet kurioje terpėje yra vidiniai judėjimai, kurie keičia šviesos dažnį. Pvz., molekulių šiluminis judesys sukelia terpės tankio kartu ir lūžio rodiklio pokytį. Atsitiktiniai tankio pokyčiai, nusakomi šiluminiais molekulių judesiais (juos galima vadinti šiluminėmis akustinėmis bangomis), pakeičia šviesos bangos ilgį ir sklidimo kryptį terpėje. Kitaip tariant, šiluminės akustinės bangos moduliuoja šviesos bangą. Dėl tokio moduliavimo šalia spektrinės ω dažnio linijos atsiranda šoniniai $\omega \pm \Omega_a$ dažnio (Ω_a – akustinės bangos dažnis) palydovai.

Analogiškas reiškinys susidaro ir dėl vidinių virpesių molekulėje. Dėl jų poveikio į šviesos bangą atsiranda palydovai $\omega \pm \Omega_m$ (Ω_m – vidinių molekulės virpesių dažnis).

Taigi šviesos bangą moduliuoja ne tik bendrieji molekulių judėjimai, bet ir vidiniai judesiai atskirose molekulėse. Molekulė tampa elementariuoju šviesos modulatoriumi.

Šviesos sklaida akustinėse bangose vadinama *Mandelštamo ir Brijuno* (Brillouin) *sklaida*, o vidiniuose molekulių virpesiuose – *Ramano sklaida*. Iš eksperimentinių šviesos sklaidos tyrimų galima nustatyti svarbius duomenis apie dujų, skysčių ir kietųjų kūnų savybes. Tiesa, sklaidos tyrimai su įprastiniais spinduliais yra sunkūs; išsklaidytos šviesos intensyvumas menkas ir norint ją registruoti reikia sudėtingų ir jautrių prietaisų. Palydovų intensyvumo santykis su krentančiosios spinduliuotės intensyvumu sudaro tik 10^{-6} .

Naudojant šviesos sklaidos tyrimams lazerius, stebimi nauji reiškiniai. Pasiekus kažkurią slenkstinę intensyvumo vertę I_{sl} , situacija iš esmės keičiasi. Palydovų intensyvumas gerokai padidėja, jie tampa palyginami su krintančiosios bangos intensyvumu. Pakinta ir palydovų skaičius, atsiranda papildomos dedamosios: $\omega \pm 2\Omega$, $\omega \pm 3\Omega$, $\omega \pm 4\Omega$, ...

Efektyvi yra rubino lazerinės spinduliuotės sklaida suspaustose dujose (H_2 , N_2). Kai spinduliuotės intensyvumas ($10^8 \div 10^9$) W/cm^2 , išsklaidytoje šviesoje padidėja tiek daug dedamųjų, kad išėjusioji iš dujų šviesa iš raud-

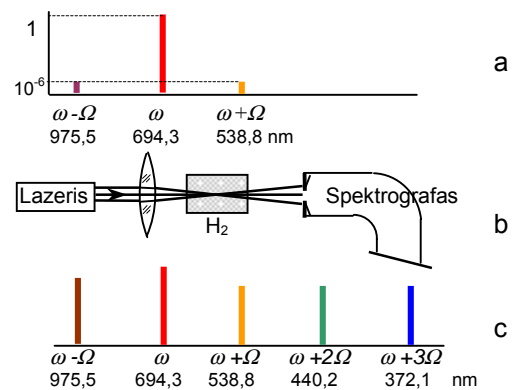
nosios tampa baltąja. Tai reiškia, kad sąveikaujant su terpe ryškiai keičiasi intensyvaus šviesos pluoštelio spektrinė sudėtis. Tokio bandymo schema pavaizduota 10.2 pav. Jame taip pat pavaizduota, kaip pakinta vandenilio Ramano sklaidos spektras, pakitus šviesos intensyvumui.

10.3 pav. pavaizduota analogiško bandymo schema, tiriant Ramano sklaidą skystyje. Kiuvetė su nitrobenzolu apšviečiama galingu rubino lazeriu. Sklaidos ypatumas tame, kad išeinančioji įvairių bangos ilgių spinduliuotė jau erdvėje yra išskirta (spalvoti žiedai).

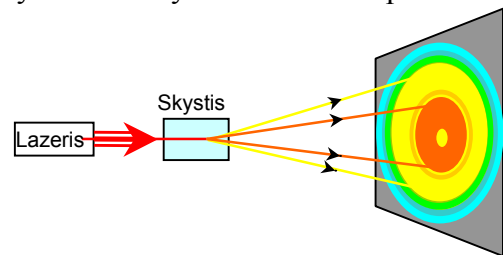
Ypatinga dar ir tai, kad kai vyksta intensyvios lazerinės spinduliuotės sklaida kai kuriuose skysčiuose ir kristaluose, šalia anksčiau aprašytųjų šoninių spektrinių palydovų aptinkamos ir kitos dėdamosios, kurių dažniai yra kartotiniai krintančiosios spinduliuotės ω dažnio: 2ω , 3ω ir t.t.. Jos vadinamos **optinėmis harmonikomis**. Iki lazerinės

technikos šis reiškinys nebuvo pastebėtas. Optinių harmonikų intensyvumas kai kuriuose kristaluose pakankamai didelis (30 ÷ 50 % išsklaidytos šviesos galios). Pvz., galingas rubino lazerio pluoštelis, perėjęs kvarco kristalą, išėjime šalia lazerio spinduliuotės $\lambda = 694,3$ nm sukuria ultravioletinę spinduliuotę bangos ilgio, tiksliai lygaus pusei rubino lazerio spinduliuojamojo bangos ilgio, t. y. 347,1 nm. Efektyvus yra analogiškas bandymas su neodimio stiklo lazerio šviesos pluoštelio. Lazerio spinduliuotė $\lambda = 1060$ nm nematoma akimi – tai infraraudonoji spinduliuotė. Tačiau antroji harmonika yra žalia ($\lambda_2 = 533$ nm) ir gerai matoma.

Yra ir daug kitų reiškinų, kuriuose labai svarbų vaidmenį vaidina spinduliuotės intensyvumas. Galinguose pluošteluose iš esmės keičiasi terpės skaidris. Vienos terpės, skaidrios silpnai spinduliuotei, tampa neskaid-



10.2 pav. Rubino lazerio spinduliuotės Ramano sklaidos suspaustose vandenilio dujose tyrimo schema (b) ir Ramano sklaidos spektrai (a – spinduliuotės galia $P < P_{sl}$, c – $P > P_{sl}$)



10.3 pav. Priverstinė Ramano sklaida

riomis stipriai spinduliuotei (*terpės tamsejimas*), o kitos – atvirkščiai (*terpės skaidrėjimas*).

Stipriame šviesos lauke *dingsta raudonoji foto reiškinių riba*.

Taigi stiprūs šviesos pluošteliai, kurie sukuriama lazeriais, atskleidė naujus optinių reiškinių bruožus, naujus reiškinius, kurie nebuvo žinomi ikilazerinėje optikoje. Kalbama apie intensyvumo padidėjimą ($10^9 \div 10^{10}$) kartų (apie 10^{11} W/cm^2).

Optiniai reiškiniai, kurių pobūdis priklauso nuo spinduliuotės intensyvumo, vadinami *netiesiniais*, o optikos sritis, nagrinėjanti tokius reiškinius – galingų šviesos pluoštelių optika – *netiesinė optika*. Silpnų šviesos pluoštelių optika, kur intensyvumo skalė neesminė, vadinama *tiesine optika*.

10.1. NETIESINĖ TERPĖS POLIARIZACIJA

Netiesinių reiškinių, atsirandančių sklindant šviesai terpėje, teorinių nagrinėjimų pagrindas yra terpės poliarizuotumo \mathbf{P} priklausomybė nuo šviesos bangos elektrinio lauko stiprio \mathbf{E} . Kadangi poliarizuotumas \mathbf{P} yra atsakas į išorinį lauką, tai jis turi būti \mathbf{E} funkcija. Nors kai laukai silp (gerokai silpnesni už tarpatominius), \mathbf{P} tiesiškai priklauso nuo \mathbf{E} , bet bendruoju atveju jis yra netiesinė \mathbf{E} funkcija. Manoma, kad poliarizacija turi elektrinę dipolinę prigimtį. Bendruoju atveju vietoje \mathbf{P} reikia naudoti apibendrintą poliarizuotumą, į kurį įeina ne tik \mathbf{P} , bet ir visi kiti multipoliniai indėliai.

Pradžioje prisiminsime kai kuriuos tiesinės optikos momentus. Manysime, kad terpė izotropinė. Kai naudojami nelazeriniai spinduliai, medžiagos poliarizacija susijusi su elektrinio lauko stipriu tokiu sąryšiu:

$$\mathbf{P} = N \beta \mathbf{E} = \alpha \mathbf{E} ; \quad (10.1.1)$$

čia α – dielektrinis jautris. Be to, dielektrinė skvarba

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\alpha . \quad (10.1.2)$$

Iš (10.1.1) ir (10.1.2) formulių išplaukia, kad silpnuose laukuose sąryšis tarp terpės poliarizuotumo ir elektrinio lauko stiprio yra tiesinis, t. y. terpės atsakas į išorinį lauką yra tiesinis. Tiesinis sąryšis tarp \mathbf{P} ir \mathbf{E} nusako visus tiesinės optikos ypatumus, pasireiškiančius dispersijoje, sugertyje, sklaidoje ir kituose reiškiniuose.

Netiesiniai optiniai reiškiniai stebimi tuo akivaizdžiau, kuo didesnis bangos elektrinio lauko stipris, kuris sufokusuotame lazerio pluoštelyje gali įgyti vertę ($10^6 \div 10^9$) V/cm, artimą vidiniam laukui terpėje ($10^8 \div 10^9$) V/cm.

Panagrinėsime fizikines netiesinių optinių reiškinių susidarymo priežastis.

Veikiant krūvininkus (elektronus, jonus) elektriniam laukui jėga $F = eE$, jie medžiagoje pasislenka nuo pusiausvyros padėties atstumu $r(E)$ tuo labiau, kuo didesnis lauko stipris. Poliarizuotumas lygus krūvininkų tankiui ρ , jų didumui ir poslinkiui, t.y. $P = e \rho r(E)$.

Kai nėra išorinio lauko, kokio nors krūvininko judėjimas nusakomas elektrostatinėmis Kulono (*Coulomb*) jėgomis, veikiančiomis jį visų likusiųjų terpės krūvininkų. Pasislinkus dalelėms iš pusiausvyros padėties, šių jėgų balansas sutrinka ir dėl to atsiranda jėga, kuri stengiasi krūvininką sugražinti į pradinę vietą. Kai poslinkis nedidelis, gražinančioji jėga proporcinga jo didumui, o krūvininko potencinė energija proporcinga jo poslinkio kvadratui. Taigi vaizdumo dėlei terpės krūvininkus galima sutapatinti su osciliatorių sistema. Kai osciliatorių poslinkis nedidelis, kalbama apie harmoninių virpesių dėsnį ir parabolinį potencinės energijos kitimo pobūdį.

Didėjant lauko stipriui virpesių amplitudės didėja, tačiau šis didėjimas negali tęstis neribotai. Iš tikrųjų kai, pvz., elektrono, poslinkis labai didelis, jis gali atitrūkti nuo atomo. Todėl maksimaliai galimas poslinkis yra atomo matmenų a eilės dydis. Kai $r \approx a$, harmoninis virpesių dėsnis pažeidžiamas ir gražinančiojoje jėgoje atsiranda dedamosios, proporcingos poslinkio kvadratui ir aukštesniems jo laipsniams. Tada sakoma, kad virpesiai yra anharmoniniai ir potencinės energijos kitimas neparabolinis.

Dėl stipraus bangos lauko ir vidinių Kulono jėgų bendrojo poveikio krūvininko poslinkis kartu ir poliarizuotumas tampa sudėtinga elektrinio lauko stiprio funkcija. Poliarizuotumo sąryšį su elektrinio lauko stipriu bendruoju pavidalu galima išreikšti eilute:

$$P = \alpha(E)E = \alpha E + \chi E^2 + \theta E^3 + \dots \quad (10.1.3)$$

Kitaip tariant terpės atsakas į išorinį šviesos bangos lauko poveikį yra netiesinis. χ ir θ vadinami netiesiniais jautriais.

Netiesinėje optikoje nagrinėjami *grįžtamieji* terpės savybių pokyčiai: nutraukus terpės apšvietimą, jos savybės atsistato ir parametrai įgyja pradinės vertės. Veikiant intensyviai šviesai kinta terpės dielektrinis jautris. Su tuo susiję tokie reiškiniai kaip harmonikų generavimas, šviesos parametrinis generavimas – reiškiniai, kurie puikiai demonstruoja šviesos bangų superpozicijos principo terpėje pažeidimą.

(10.1.1) lygtis užrašyta gan paprastu pavidalu be vektorinės medžiagos poliarizacijos ir lauko stiprio prigimties įvertinimo, o taip pat kristalo savybių anizotropijos. Reikia patikslinti.

Dėl kristalo anizotropijos atsako poliarizacijos vektoriaus \mathbf{P} kryptis bendruoju atveju nesutampa su išorinio poveikio (stiprio vektoriaus \mathbf{E}) kryptimi. Todėl (10.1.1) lygtį reikia užrašyti tokiame pavidale:

$$P_i = \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} E_k ;$$

čia indeksai i ir k nusako skirtingas vektorių \mathbf{P} ir \mathbf{E} bei tenzorius α dedamasias. Jautris α yra antrojo laipsnio tenzorius.

Atitinkamai reikia perrašyti ir (10.1.3) lygtį:

$$\begin{aligned} P_i &= \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} E_k + \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 \chi_{ikl} E_k E_l + \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 \sum_{m=1}^3 \theta_{iklm} E_k E_l E_m + \dots = \\ &= P_i^{\text{ties}} + P_i^{\text{kv}} + P_i^{\text{kub}} + \dots; \end{aligned}$$

čia netiesiniai jautriai χ ir θ yra atitinkamai trečiojo ir ketvirtojo laipsnio tenzoriniai; \mathbf{P}^{ties} – tiesinės poliarizacijos, o \mathbf{P}^{kv} ir \mathbf{P}^{kub} – netiesinės poliarizacijos vektoriai.

Tarkim, kad nagrinėjama izotropinė terpė skystis. Pakeitus koordinates priešingomis ($x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$, $z \rightarrow -z$), tenzorius dedamosios pasikeičia į atitinkamų koordinatinių sandaugas. Pavyzdžiui, χ_{123} keičiasi į sandaugą xyz , χ_{223} – į sandaugą yyz ir t. t. Pakeitus koordinates priešingomis, visos tenzorius dedamosios turi keisti ženklą, nes joms atitinka nelyginio koordinatinių skaičiaus sandaugos: $\chi_{ikl} \rightarrow -\chi_{ikl}$. Be to, kadangi izotropinės terpės jautris χ negali pakisti pakeitus koordinatinių ašių kryptis, tai $\chi_{ikl} = -\chi_{ikl}$. Reiškia $\chi_{ikl} = 0$. Iš to išplaukia, kad skysčiuose, o taip pat ir centrine simetrija pasižyminčiuose kristaluose, netiesinės kvadratinės poliarizacijos nėra. Tokių terpių netiesiškumas pirmuoju artiniu nusakomas kubiniu netiesiškumu; šios terpės vadinamos *kubiškai netiesinėmis*.

Izotropinei kubinei terpei (10.1.3) lygtis įgyja tokį pavidalą:

$$\mathbf{P} = \alpha \mathbf{E} + \theta E^2 \mathbf{E} .$$

Jei naudojamas kvadratinio jautrio kristalas, pagrindinį indėlį į netiesinę poliarizaciją įneša kvadratinė poliarizacija. Tokie kristalai vadinami *kvadratiškai netiesinėmis* terpėmis. Joms užrašoma taip:

$$P_i = \sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} E_k + \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 \chi_{ikl} E_k E_l .$$

10.2. OPTINIS DETEKTAVIMAS IR HARMONIKŲ GENERAVIMAS

Panagrinėsime tuos reiškinius, kurie gali atsirasti, jei (10.1.3) skleidime apsiribosime pirmaisiais dviem nariais:

$$P = \alpha E + \chi E^2. \quad (10.2.1)$$

Tarkim, kad terpėje palei z ašį sklinda banga, nusakoma išraiška:

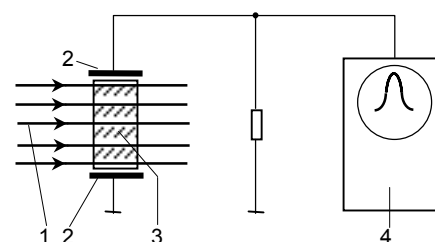
$$E = E_0 \sin(\omega t - kz); \quad (10.2.2)$$

čia $k = \omega/v = 2\pi/\lambda$; λ – šviesos bangos ilgis, v – fazinis jos greitis terpėje. Įrašius (10.2.2) į (10.2.1) išreiškiama taip:

$$P = \alpha E_0 \sin(\omega t - kz) + \frac{\chi E_0^2}{2} [1 - \cos(2\omega t - k'z)]. \quad (10.2.3)$$

Šioje formulėje yra trys nariai. Pirmasis narys nusako poliarizuotumo kitimą krintančiosios bangos dažniu ω .

Antrasis narys nepriklauso nuo laiko. Jis nusako taip vadinamą *optinį detektavimą* (optinį lyginimą), t. y. sklindant netiesinėje terpėje galingai šviesos bangai atsiranda pastovusis nekintantis laike poliarizuotumas. Šis reiškinys analogiškas sinusinės elektros srovės lyginimui. 10.2.1 pav. pavaizduota schema bandymo, kuriame aptinkamas optinis detektavimas. Didelio intensyvumo lazerinė spinduliuotė 1 krinta į kvarco plokštelę 3, esančią tarp kondensatoriaus plokštelių 2. Šviesos srautas nukreipiamas τ trukmės impulsais. Dėl detektavimo lazerio šviesos impulsas sužadina tokios pat τ trukmės elektros srovės impulsą kondensatoriaus grandinėje, kuris matomas oscilografo 4 ekrane.



10.2.1 pav. Optinio detektavimo stebėjimo schema

Trečiasis (10.2.3) išraiškos narys rodo, kad tam tikromis sąlygomis pasireiškia reiškinys, kai netiesinės poliarizacijos 2ω dažnio banga, susikūrusi sklindant šviesos bangai ω dažnio netiesinėje kvadratinėje terpėje, gali perspinduliuoti 2ω dažnio šviesos bangą – antrąją optinę harmoniką. Nusakysime tas sąlygas.

Trečiasis (10.2.3) formulės narys harmoniškai kinta laike ir nusako dvigubo dažnio 2ω poliarizuotumo bangą su nauju bangos skaičiumi k' , ku-

ris bendruoju atveju nelygus $2k$. Lygybė būtų tada, kai ω dažnio bangos fazinis greitis v būtų lygus 2ω dažnio bangos greičiui v' . Tačiau, kadangi bendruoju atveju faziniai greičiai skirtingi $v \neq v'$, bangų skaičiai irgi skirtingi $k' \neq 2k$. Todėl, nuėjus ω ir 2ω dažnių bangoms kažkurį atstumą z , tarp jų susidaro fazių skirtumas

$$\Delta\varphi = z(k' - 2k),$$

kuris kinta sklindant bangoms.

Efektyviam energijos perdavimui nuo pirmosios bangos prie kitos reikia, kad jų greičiai sutaptų. Tada fazių skirtumas tarp pradinės šviesos bangos ir sužadintosios (generuojamos) kitokio dažnio bangos išlieka pastovus visame jų sklidimo kelyje. Kad būtų $\Delta\varphi = 0$, reikia, kad

$$k' = 2k; \text{ arba } \frac{2\omega}{c} n(2\omega) = 2 \frac{\omega}{c} n(\omega); \text{ arba } n(2\omega) = n(\omega). \quad (10.2.4)$$

Kai tenkinamos šios sąlygos, abiejų ω ir 2ω dažnių bangų fazės vienodos bet kuriame erdvės taške, ir todėl (10.2.4) vadinama *bangų sinchroniškumo sąlyga*, nusakanti antrosios harmonikos generavimo galimybę, (10.2.4) lygybės atitinka didžiausią antrosios harmonikos generuojamos netiesinėje terpėje intensyvumą, esant tam tikrai pradinės spinduliuotės galiai.

Į antrosios harmonikos atsiradimą galima žiūrėti kaip į pradinės ω dažnio šviesos bangos sąveikos su pačia savimi rezultatą. Tai įvyksta kvadratinėje netiesinėje terpėje. Reikia pabrėžti, kad tokios spinduliuotės atsiradimas yra šviesos bangų, sklindančių tam tikrose terpėse, superpozicijos principo pažeidimas.

Iš skaičiavimų išplaukia, kad antrosios harmonikos galia W' apytiksliai išreiškiama tokia formule:

$$W' \approx \frac{k^2 \alpha' W z^2}{4} \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2; \quad (10.2.5)$$

čia $\beta = \frac{k' - 2k}{2} z = \frac{\omega(n' - n)}{c} z = \frac{4\pi}{\lambda'} (n' - n) z$; W – pradinės spinduliuotės galia; λ' – antrosios harmonikos bangos ilgis; n' – terpės lūžio rodiklis dvigubo dažnio bangai; n – terpės lūžio rodiklis ω dažnio bangai.

Iš (10.2.5) formulės išplaukia, kad taške $z = 0$, t. y. terpės pradžioje, nėra 2ω dažnio bangos. Krintančioji banga terpėje sukuria netiesinę poliarizaciją ir tada atsiranda 2ω dažnio banga. Didėjant z (einant gilyn), bangos galia didėja, bet iki tokio momento, kai kažkuriai vertei $z = z_0$ sinuso argu-

mentas $\beta \neq \pi/2$. Kai $z > z_0$, 2ω dažnio banga pradeda silpnėti iki taško $z = 2z_0$, kuriame galia krinta iki nulio, o sukauptoji bangoje energija perduodama krintančiajai bangai. Kai $z > 2z_0$, 2ω dažnio banga vėl didėja, po to vėl mažėja ir kai $z = 4z_0$ vėl tampa lygi nuliui. Taškus, kuriuose $W'' = 0$, galima surasti, jei β prilyginti kartotiniam π skaičiui:

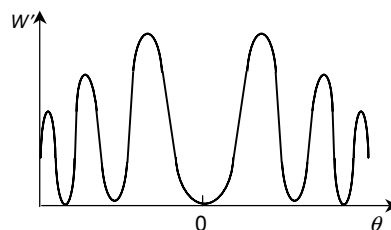
$$\frac{4\pi}{\lambda'} (n' - n) z = m\pi .$$

Tada atstumas tarp taškų m ir $m + 1$, kuriuose $W'' = 0$, lygus:

$$2z_0 = \frac{\lambda'}{4(n' - n)} . \quad (10.2.6)$$

Dydis $2z_0$ vadinamas *koherentiniu ilgiu*.

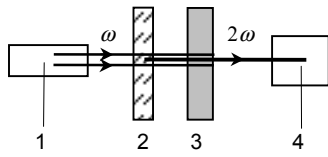
Jei galinga ω dažnio banga praleidžiama per kristalinę kvarco plokštelę, tai, keičiant spindulio optinio kelio ilgį plokštelėje (pvz., ją kreipiant), išeinančiosios iš plokštelės antrosios harmonikos energija taip pat kinta. Galima parinkti tokias sąlygas, kad srautas kistų nuo didžiausios vertės iki nulinės. Eksperimentinė išeinančiosios iš kvarco plokštelės antrosios harmonikos galios priklausomybė nuo kampo θ tarp krintančiosios bangos linkmės ir normalės į plokštelės paviršių pavaizduota 10.2.2 pav. Matyti, kad išeinančiosios iš kvarco plokštelės antrosios harmonikos galia kinta periodiškai įgydama didžiausias ir mažiausias vertes.



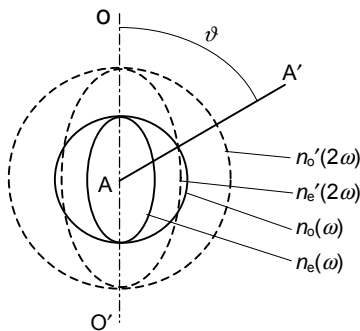
10.2.2 pav. Antrosios harmonikos galios priklausomybė nuo kritimo kampo į kristalo plokštelę

Kai tenkinamos bangų sinchronizmo sąlygos (10.2.4), koherentinis ilgis $2z_0$ tampa begalinis. Tada energijos perėjimas iš pradinės bangos į jos antrąją harmoniką labai intensyvus. Abi bangos sklinda vienodu faziniu greičiu, ir todėl fazių santykiai tarp jų išlieka pastovūs visą bangų sklidimo laiką. Su tuo, kaip ir bet kokio rezonanso atveju, yra susijęs apsikeitimo tarp sąveikaujančiųjų bangų efektyvumas.

Antrosios harmonikos generavimo eksperimento schema pavaizduota 10.2.3 pav. Sufokusuota lazerio 1 (pvz., rubino) šviesa nukreipiama į ploną kristalo plokštelę 2. Iš jos išeina ne tik pradinė raudonoji spinduliuotė ($\lambda = 694,3$ nm), bet taip pat ir ultravioletinė ($\lambda = 347,2$ nm). Ši spinduliuotė išskiriama šviesos filtru 3 arba spektriniu prietaisu ir registruojama atitinkamu imtuvu 4. Šį bandymą ypač patogu stebėti naudojant neodimio lazerį



10.2.3 pav. lazerinės spinduliuotės antrosios harmonikos generavimo stebėjimo schema



10.2.4 pav. KDP kristalo lūžio rodiklių priklausomybė nuo bangos normalės krypties

($\lambda = 1060 \text{ nm}$). Tada iš plokštelės 2 išeina žalias šviesos pluoštelis ($\lambda = 530 \text{ nm}$).

Bangų sinchroniškumo sąlygos gali būti tenkinamos naudojant paprastąsias ir nepaprastąsias bangas, susidarancias kai kuriuose kristaluose. Vienašio kristalo (KDP) paprastojo n_o ir nepaprastojo n_e lūžio rodiklio paviršių pjūviai pavaizduoti 10.2.4 pav. Ištininės linijos atitinka dažniui ω , punktyrinės – dvigubam dažniui 2ω . Matyti, kad didėjant šviesos dažniui lūžio rodiklis didėja. Be to yra kryptys (pvz. AA'), palei kurias tenkinama bangų sinchroniškumo sąlyga:

$$n_o(\omega) = n_e(2\omega).$$

Šios kryptys vadinamos *sinchroniškumo kryptimis*, o kampas ϑ tarp jų ir optinės kristalo ašies OO' – *sinchroniškumo kampu*. Nors paprastoji ir nepaprastoji banga poliarizuota skirtingose plokštumose, jos gali netiesiškai tarpusavyje sąveikauti, nes kristalų kvadratinis

jautris yra tenzorius. Todėl esant bangų sinchroniškumui, turi vykti energijos perpumpavimas iš pradinės bangos į jos antrąją harmoniką. Reikia pabrėžti, kad KDP kristalui (KH_2PO_4) $n_o'(2\omega) > n_o(\omega)$ ir $n_e'(2\omega) > n_e(\omega)$, t. y. pasireiškia normalioji dispersija. Harmonikos generavimas vyksta siaurame kampiniame ruože, nes nukrypus nuo linkmės ϑ pažeidžiamas bangų sinchroniškumas ir generavimo sąlygos blogėja.

Ne kiekvienas vienašis kristalas tinka harmonikos generavimui. Pvz., kvarcui bangų sinchroniškumo sąlyga netenkinama jokiais kryptimis.

Analogišku būdu gali vykti ir trečiosios harmonikos 3ω generavimas. Trečiosios harmonikos galia proporcinga krintančiosios bangos spinduliuotės galios kubui. Trečiosios harmonikos generavimo gavimo sunkumai susiję su maža poliarizuojamumo verte trigubam dažniui. Todėl tenka naudoti didelio intensyvumo srautus, kas dažnai suardo medžiagą. Tačiau nežiūrint į šiuos sunkumus, trečiosios harmonikos generavimas stebėtas Islandijos špate (CaCO_3), kuriam būdingas ryškus dvejopas spindulių lūžis, o taip pat kai kuriuose optiškai izotropiniuose kristaluose (LiF, NaCl) bei skysčiuose.

Optinių harmonikų generavimas efektyvus tik lazerinei spinduliotei. Čia labai svarbus spinduliuotės koherentiškumas, nes tada galima sutelkti didelę šviesos galią tam tikra kryptimi erdvėje ir tam tikru dažniu.

10.3. LAISVOJO DAŽNIO ŠVIESOS GENERAVIMAS IR DAŽNIŲ KEITIMAS

Antrosios harmonikos generavimas yra atskiras atvejis bendrojo laisvųjų dažnių bangų generavimo proceso, kuris vyksta ω_1 ir ω_2 dažnių bangų sumavimo sąskaita. Norint stebėti tokią anizotropiją, išorinis poveikis turi būti pakankamas, kad gerokai iškreiptų tarpatominius laukus. Susidariusios anizotropijos reiškiniai yra labai silpni ir juos stebėti galima tik interferometriniais mažų lūžio rodiklio pokyčių matavimo metodais. Tokius reiškinius galima naudoti šviesos pluošteliams moduluoti.

Kai kristalo lūžio rodiklis moduluojamas kintamuoju ω_1 dažnio lauku, bus moduluojama sklindančiosios kristale ω_2 dažnio šviesos bangos fazė ir atsiras kombinacinių dažnių šoninės dedamosios – suminė ir skirtuminė. Taigi moduluojant kristalo parametrus, galima sukurti įvairių dažnių spinduliuotę. Tokia sąveika vadinama *parametriniu dažnio keitimu*.

Kintantysis ω_1 dažnio laukas moduluoja lūžio rodiklį ir pats sau, dėl to generuojama antroji harmonika $2\omega_1$. Tas pats atsitinka ir su ω_2 dažnio banga. Tačiau netiesiniai priedai prie lūžio rodiklio tiek maži, kad juos aptikti galima tik tada, kai elektros laukas yra tarpatominių laukų eilės. Todėl antrąją $2\omega_2$ dažnio harmoniką galima gauti tik tada, kai ω_2 dažnio lauko stipris pakankamai didelis. Kartu su tuo sumos $\omega_1 + \omega_2$ ir skirtumo $\omega_1 - \omega_2$ dažnių bangos generuojamos netgi tada, kai ω_2 dažnio spinduliuotė yra mažo intensyvumo, jei tik ω_1 dažnio spinduliuotės intensyvumas pakankamai didelis.

Taigi terpės poliarizacijos netiesiškumas gali būti naudojamas norint aptikti silpnus signalus, kai nėra jautrių jiems imtuvų. Šiuo atveju naudojamas jo dažnio keitimas į regimąją sritį, kurioje jau nesunku registruoti, pvz., fotodaugintuvu. Toks procesas vadinamas *parametriniu dažnių keitimu aukštyn*.

Kai kuriose netiesinėse sąveikose energijos balansas yra toks, kad intensyvosios bangos (kaupinimo bangos) energija perduodama dviejų mažesnių dažnių bangoms. Jei toks kaupinimas pakankamai intensyvus jog sugeba kompensuoti nuostolius, nėra reikalo nukreipti tuos du mažesnio dažnio signalus iš šalies, nes jie gali atsirasti terpės viduje didėdami virš triukšmų lygio. Taigi galima sukurti keičiamo dažnio spindulį, vadinamą

šviesos parametriniu generatoriumi. Tai koherentinės šviesos šaltinis, kurio bangos ilgis parenkamas pagal eksperimentatoriaus pageidavimą.

Tarkim, kad netiesiniame kristale su kvadratinu netiesiškumu, t. y.

$$P = \kappa E + \chi' E^2, \quad (10.3.1)$$

sklinda didelės galios plokščioji banga

$$E_1 = E_{01} \sin(\omega_1 t - k_1 z) \quad (10.3.2)$$

ir tuo pat metu ta pačia kryptimi kartu sklinda kita plokščioji banga

$$E_2 = E_{02} \sin(\omega_2 t - k_2 z). \quad (10.3.3)$$

Krintantysis į kristalą suminis laukas

$$E = E_1 + E_2. \quad (10.3.4)$$

Įrašius (10.3.2), (10.3.3) ir (10.3.4) išraiškas į (10.3.1), galima užrašyti taip:

$$\begin{aligned} P = & \frac{\chi'}{2} (E_{01}^2 + E_{02}^2) + \kappa E_{01} \sin(\omega_1 t - k_1 z) + \kappa E_{02} \sin(\omega_2 t - k_2 z) - \\ & - \frac{\chi'}{2} E_{01}^2 \cos(2\omega_1 t - k_1' z) - \frac{\chi'}{2} E_{02}^2 \cos(2\omega_2 t - k_2' z) + \\ & + \chi' E_{01} E_{02} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - k''z] - \chi' E_{01} E_{02} \cos[(\omega_1 + \omega_2)t - k''z]. \end{aligned}$$

Šioje išraiškoje matyti, kad šalia pradinių ω_1 ir ω_2 dažnių bangų susidaro statinis poliarizuotumas (abiejų dažnių detektavimas). Be to yra antrosios harmonikos $2\omega_1$ ir $2\omega_2$, o taip pat suminio $(\omega_1 + \omega_2)$ ir skirtuminio $(\omega_1 - \omega_2)$ dažnių bangos.

Suminių arba skirtuminių dažnių spinduliuočių generavimas, suprantama, vyksta tada, kai tenkinamos bangų sinchroniškumo sąlygos. Pvz., suminio dažnio $\omega'' = \omega_1 + \omega_2$ ir bangų skaičiaus k'' bangai sinchroniškumo sąlyga bus tokie santykiai:

$$v_1 = \frac{\omega_1}{k_1} = \frac{\omega''}{k''} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{k''}.$$

Iš čia $k'' = k_1 (1 + \omega_2/\omega_1)$. Jei $\omega_2 \ll \omega_1$, tai mažesnio ω_2 dažnio spinduliuotė keičiasi į didesnio $\omega'' = \omega_1 + \omega_2$ dažnio spinduliuotę. Jei $\omega_1 = \omega_2$, generuojama antroji harmonika $2\omega_1$.

10.4. ŠVIESOS SAVAIMINĖ FOKUSUOTĖ

Panagrinėsime tuos netiesinius optinius reiškinius, kurių atsiradimui pastebimai veikia kubinis narys poliarizuotumo skleidime (10.1.3). Manysime, kad bangų sinchroniškumo sąlyga harmonikų generavimui netenkima. Tada narį su χ' galima atmesti ir poliarizuotumas taip išreiškiamas:

$$P = P_1 + P_3 = \kappa E + \theta E^3. \quad (10.4.1)$$

Krintant bangai, kaip ir anksčiau, pavidalo

$$E = E_0 \sin(\omega t - k z),$$

poliarizuotumas P_3 išreiškiamas taip:

$$\begin{aligned} P_3 &= \theta E_0^3 \sin^3(\omega t - k z) = \\ &= \frac{3}{4} \theta E_0^3 \sin(\omega t - k z) - \frac{1}{4} \theta E_0^3 \sin 3(\omega t - k z). \end{aligned} \quad (10.4.2)$$

Čia mus domina tik ω dažnio banga, nes harmonikų nenagrinėsime.

Elektrinė indukcija

$$D = \varepsilon E = E + 4 \pi P.$$

Išraiškus (10.4.1) ir (10.4.2) išraiškas galima užrašyti taip:

$$D = E + 4\pi \kappa E + 3\pi \theta E_0^2 E = (1 + 4\pi \kappa + 3\pi \theta E_0^2) E = E (\varepsilon_0 + \varepsilon_2 E_0^2);$$

čia $\varepsilon_0 = 1 + 4\pi \kappa = n_0^2$; $\varepsilon_2 = 3\pi \theta = n_2^2$; n_0 – terpės lūžio rodiklis, kai laukai silpni (tiesinis lūžio rodiklis).

Tada

$$n^2 = n_0^2 + n_2^2 E_0^2 = n_0^2 \left(1 + \frac{n_2^2}{n_0^2} E_0^2 \right)$$

$$\text{arba } n = n_0 \sqrt{1 + (n_2/n_0)^2 E_0^2}.$$

Kadangi įprastiniu atveju $\varepsilon_2 E_0^2 \ll \varepsilon_0$, tai išskleidus pošaknio išraišką eilute ir apsiribojus dviem nariais galima užrašyti taip:

$$n = n_0 + n_2' E_0^2;$$

čia $n'_0 E_0^2$ – netiesinė lūžio rodiklio pataisa stipriuose šviesos laukuose; n'_2 – koeficientas netiesiniame lūžio rodiklio naryje, nusakantis terpės netiesines optines savybes.

Tokio lūžio rodiklio kitimo priežastys yra kelios. Netiesinėje terpėje dėl elektrostrikcijos šviesos banga keičia slėgį. Elektrostrikcinio slėgio poveikyje kinta terpės tankis, kartu ir lūžio rodiklis. Skysčiuose su anizotropinėmis molekulėmis stiprios šviesos bangos elektrinis laukas orientuoja molekules ir terpė tampa dvejopai laužiančioji. Paprastajam ir nepaprastajam lūžio rodikliui atsiranda pataisos, proporcingos pirmuoju artiniu lauko amplitudės kvadratui. Šis reiškinys panašus į Kero reiškinį. Lūžio rodiklis visuomet kinta dėl terpės išilimo sugeriant spinduliuotę.

Taigi jei vienalytę terpę pereina intensyvus šviesos pluoštelis, terpė tampa optiškai nevienalyte ir šviesos spindulys nukrypsta į didesniojo lūžio rodiklio pusę. Terpės lūžio rodiklis lemia sklindančiosios bangos intensyvumo skirstinį. Susidaro taip vadinama *netiesinė refrakcija*, kuri ir sukuria savaiminę fokusuotę. Netiesinė terpė tampa savotišku glaudžiamuoju lęšiu.

Kadangi koeficientas n'_2 gali įgyti teigiamas ir neigiamas vertes, tai esant $n'_2 > 0$ šviesos pluoštelis fokusuojasi, o kai $n'_2 < 0$ – defokusuojasi.

Susispaudęs šviesos pluoštelis tampa siauru kanalu ir toliau sklinda šio kanalo viduje, sudarydamas sau savotišką optinį bangolaidį. Toks šviesos pluoštelio sklidimo režimas vadinamas *savikreipa*. Čia difrakcijos reiškinys visiškai užslopinamas.

Savaiminės fokusuotės reiškinys smarkiai padidina šviesos pluoštelio galios tankį ir lemia tolimesnį netiesinių šviesos reiškinų plėtojimąsi medžiagoje.

10.5. DAUGIAFOTONIAI REIŠKINIAI

Viena iš svarbiausių kvantinės optikos sąvokų yra *fotonas* – šviesos lauko kvantas.

Fotonas – tai stabili elementarioji dalelė, kurios ramybės masė ir elektros krūvis lygus nuliui. Fotono gyvavimo trukmę lemia tik sąveika su kitomis dalelėmis. Šiose sąveikose fotonas arba atsiranda, arba išnyksta. Pavyzdžiui, sklaidos metu išnyksta pradinis (krinantysis) fotonas ir atsiranda naujas („išsklaidytasis“).

Fotono energija $\varepsilon = \hbar\omega$, impulsas $p = \hbar k = \hbar\omega/c$. Šios išraiškos nusako korpuskulinių ir banginių savybių sąryšį; kairėje pusėje korpuskulinės fotono savybės, o dešinėje – banginės. Tai dalelinis-banginis dualizmas.

Svarbus mikroobjekto parametras yra *sukinys*. Jį galima interpretuoti kaip savotišką mikroobjekto impulso momentą, nesusietą su jo judėjimu. Šio impulso momento kvadratas lygus $\hbar^2 s(s + 1)$; čia s – tam tikras konkrečiam mikroobjektui sveikasis arba pusinis teigiamas skaičius. Paprastai šis skaičius vadinamas *sukiniu*; fotonui $s = 1$.

Fotonas nusakomas dviem nepriklausomom poliarizacijom. Fotono poliarizacijos tipai atitinka galimiems poliarizacijos tipams tos šviesos bangos, iš kurios „paimtas“ šis fotonas.

Bozoniniam fotonų kolektyvui būdinga kai kurios savitos savybės:

1. Fotonai tiesiogiai nesąveikauja vienas su kitu; vienas fotonų srautas laisvai pereina kitą. Tai *superpozicija*. Pusiausvyra fotonų dujose nusistovi tik dėl kitų dalelių buvimo, su kuriomis sąveikaudami fotonai atsiranda arba išnyksta. Pavyzdžiui, pusiausvyrusis šiluminis spinduliavimas ertmėje atsiranda dėl spinduliuotės sąveikos su ertmės sienelėmis. Fotonų sąveikos galimos tik terpėje.

2. Fotonams, skirtingai negu kitoms dalelėms, netaikoma dalelių skaičiaus pastovumo sąlyga. Fotonai gali atsirasti ir išnykti įvairiose būsenose nepažeisdami dujų pusiausvyros.

3. Fotonų dujoms negalioja klasikinė statistika. Fotonų dujos visuomet išsigimusios, jos visuomet aprašomos Boze-Einšteino statistika.

Jei optiniame šuolyje dalyvauja vienas fotonas, toks šuolis (spinduliuotės sąveikos su medžiaga procesas) vadinamas *vienfotoniu*. Vienfotonis šuolis lydimas arba fotono atsiradimu (spinduliuotė), arba išnykimu (sugertis). Fotono spinduliavimas gali būti savaiminis arba priverstinis. Vienfotoniai procesai nusako šiluminio spinduliavimo savybes ir medžiagos optinius spektrus. Su vienfotoniais procesais susijęs ir netiesinis optinis reiškiny, lemiantis terpės pašviesėjimą.

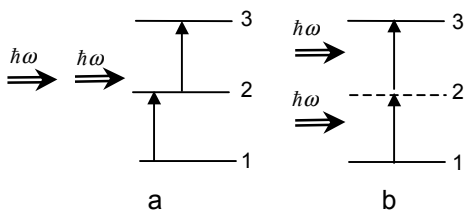
Daugiafotoniai šuoliai lemia daugelio netiesinių optinių reiškinių savybes. Šuolis (arba procesas) vadinamas daugiafotoniu, kai jame dalyvauja du arba daugiau fotonų.

Kartotinumio n procesą bendruoju atveju galima nagrinėti kaip procesą, kuriame atsiranda m fotonų ir išnyksta $n-m$ fotonų. Keičiant skaičių m nuo nulio iki n , galima nagrinėti įvairių n -fotoninių procesų visumą.

Reikia pabrėžti, kad n -fotoninius procesus detalai nagrinėti laike iš principo negalima. Negalima, pavyzdžiui, teigti, kad pradžioje atsiranda m fotonų, o po to jau dingsta $n-m$ fotonų (arba atvirkščiai). Kitaip tariant, n -fotoninį procesą reikia nagrinėti kaip vieningą procesą, vykstantį laike vie-

ningai ir negalima suskirstyti į atskirus laiko etapus. Tuo n -fotoninis procesas skiriasi nuo n vienfotonių procesų sekos.

Daugiafotonių procesų tikimybė greitai mažėja didėjant proceso kartotinumui. Priverstinio n -fotoninio ir $(n-1)$ -fotoninio proceso tikimybių dalmuo proporcingas santykiui (E/E_a) ; čia E – pradinis šviesos bangos lauko stipris, E_a – vidinių laukų stipris. Kai šviesos spinduliai nelazeriniai, $E \ll E_a$, ir tada galima stebėti tik vienfotonius spinduliavimo ir dvifotonius šviesos sklaidos procesus. Daugiafotoniai procesai vyksta tik naudojant pakankamai galingus lazerius, kurių $E \approx E_a$. Veikiant tokių lazerių spinduliui terpė tampa netiesine, pasireiškia įvairūs netiesiniai optiniai reiškiniai.



10.5.1 pav. Fotoniniai šuoliai

10.5.1 a pav. pavaizduoti du vienfotoniai procesai: pradžioje sugeriamas vienas $\hbar\omega$ energijos fotonas ir mikrosistema peršoka iš lygmens 1 į lygmenį 2, o po to sugeriamas antrasis fotonas ir mikrosistema peršoka iš lygmens 2 į lygmenį 3. Dabar manykime, kad

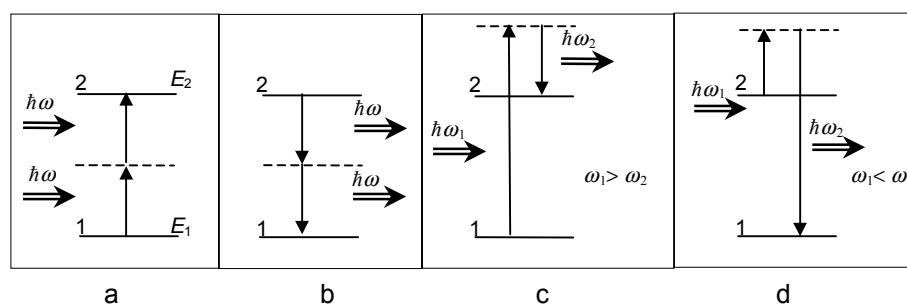
lygmens 2 nėra ir mikrosistema atlieka šuolį $1 \rightarrow 3$ sugerdama iš karto du $\hbar\omega$ energijos fotonus. Toks šuolis pavaizduotas 10.5.1 b pav., kuriame trūkia linija pažymėtas *virtualus lygmuo* – realiai neegzistuojantis medžiagoje lygmuo. Tokį lygmenį reikia naudoti tam, kad galima būtų aiškinti daugiafotonius procesus, kai tuo tarpu vienfotoniai aiškinami naudojant realius lygmenis. Taigi nagrinėjant daugiafotonius procesus naudojami šuoliai per virtualius lygmenis – *virtualūs šuoliai*. Virtualaus lygmens savitumas iš dalies pasireiškia tuo, kad atskiriems virtualiems šuoliams nereikia taikyti energijos tvermės dėsnio.

Dvifotoniai procesai. 10.5.2 pav. pavaizduoti keturi dvifotoniai procesai:

a – dvifotonė sugertis: elektronas peršoka iš lygmens 1 į lygmenį 2; šuoliai spinduliuotės lauke – išnyksta du fotonai. Šiuo atveju

$$2 \hbar\omega = E_2 - E_1.$$

b – dvifotonis spinduliavimas: elektronas peršoka iš lygmens 2 į lygmenį 1; šuoliai spinduliuotės lauke – atsiranda du $\hbar\omega$ energijos fotonai.



10.5.2 pav. Dvifotoniai šuoliai

c – Ramano sklaida (stoksinė dedamoji): elektronas peršoka iš lygmens 1 į lygmenį 2; šuoliai spinduliuotės lauke – išnyksta $\hbar\omega_1$ energijos fotonas ($\hbar\omega_1 > E_2 - E_1$), atsiranda $\hbar\omega_2$ energijos fotonas. Pagal energijos tvermės sąlygą galima užrašyti taip:

$$\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2 = E_2 - E_1.$$

Išsklaidytos šviesos dažnis sumažėja.

d – Ramano sklaida (antistoksinė dedamoji): elektronas peršoka iš lygmens 2 į lygmenį 1; šuoliai spinduliuotės lauke – išnyksta $\hbar\omega_1$ energijos fotonas, atsiranda $\hbar\omega_2$ energijos fotonas ($\hbar\omega_2 > E_2 - E_1$). Pagal energijos tvermės sąlygą,

$$\hbar\omega_2 - \hbar\omega_1 = E_2 - E_1.$$

Išsklaidytos šviesos dažnis padidėja.

Šviesos sugerties ir spinduliavimo procesai pirmuoju artiniu yra vien-fotoniai. Dvifotoniai sugerties ir spinduliavimo procesai yra gerokai mažiau tikimi; šie procesai yra antrojo artinio eilės. Tuo tarpu šviesos sklaidos procesai yra pirmojo artinio dvifotoniai. Šiuose procesuose atitinkantys spinduliuotei iki sklaidos fotonai išnyksta ir atsiranda kiti, atitinkantys spinduliuotei po sklaidos. Be to šuoliai gali būti savaiminiai ir priverstiniai. Taigi galima nagrinėti kaip savaiminę, taip ir priverstinę Ramano šviesos sklaidą.

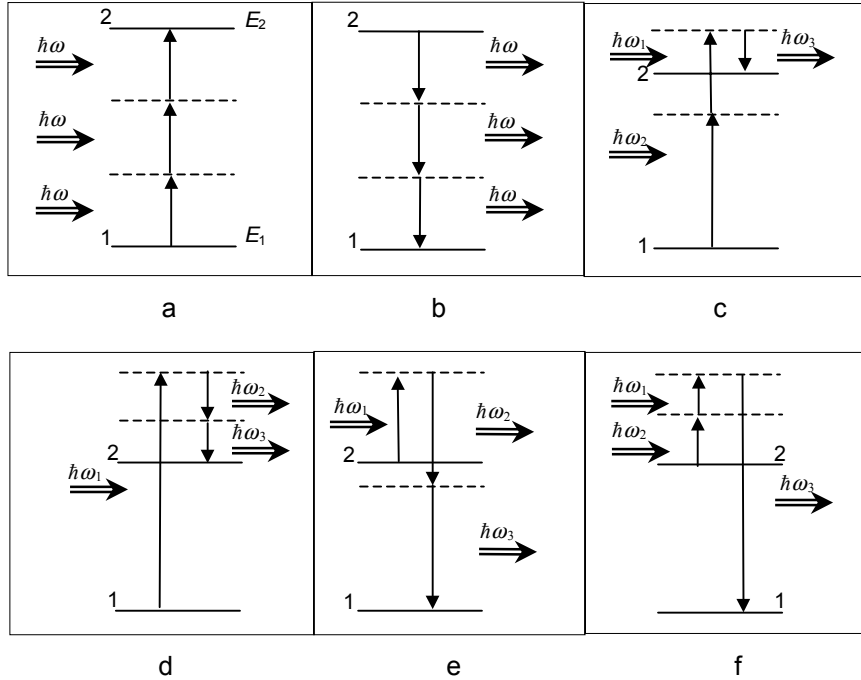
Trifotoniai procesai pavaizduoti 10.5.3 pav.:

a – trifotonė sugertis: elektronas peršoka iš lygmens 1 į lygmenį 2; šuoliai spinduliuotės lauke – išnyksta trys $\hbar\omega$ energijos fotonai. Pagal energijos tvermės sąlygą,

$$3 \hbar\omega = E_2 - E_1.$$

b – trifotonis spinduliavimas: elektronas peršoka iš lygmens 2 į lygmenį 1; šuoliai spinduliuotės lauke – atsiranda trys $\hbar\omega$ energijos fotonai,

$$3 \hbar\omega = E_2 - E_1.$$



10.5.3 pav. Trifotoniai šuoliai

c – trifotonis procesas kurio metu spinduliuojamų ω_1 ir ω_2 dažnių sklaida elektrone iššaukia ω_3 dažnio spinduliuotės atsiradimą. Elektronas peršoka iš lygmens 1 į lygmenį 2; šuoliai spinduliuotės lauke – išnyksta du $\hbar\omega_1$ ir $\hbar\omega_2$ energijos fotonai ir atsiranda vienas $\hbar\omega_3$ energijos fotonas. Pagal energijos tvermės sąlygą,

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 - \hbar\omega_3 = E_2 - E_1.$$

Jei $\omega_2 = \omega_1$, gaunama trifotonė Ramano sklaida.

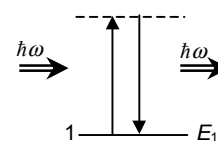
d – trifotonis sklaidos procesas. Elektronas peršoka iš lygmens 1 į lygmenį 2; šuoliai spinduliuotės lauke – vienas $\hbar\omega_1$ energijos fotonas išnyksta ir atsiranda du $\hbar\omega_2$ ir $\hbar\omega_3$ energijų fotonai. Pagal energijos tvermės sąlygą,

$$\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2 - \hbar\omega_3 = E_2 - E_1.$$

Jei $\omega_2 = \omega_3$, gaunamas trifotonė Ramano sklaida.

e ir f – analogiški procesai atitinkamai atvejams d ir c, tik skirtumas tame, kad čia elektronas peršoka iš lygmens 2 į lygmenį 1.

Reikia atskirai pabrėžti taip vadinamus *koherentinius daugiafotonius procesus*. Šiuose procesuose mikrosistemos būseną nepakinta, šuoliai vyksta tik spinduliuotės lauke. 10.5.4 pav. pavaizduotas koherentinis dvifotonis procesas. Kadangi elektrono būseną nepakinta, paveiksle pavaizduota tik vienas energinis lygmuo 1. Šuoliai spinduliuotės lauke yra tokie, kad vienas fotonas išnyksta ir vienas atsiranda. Abiejų fotonų energija vienoda; fotonai gali skirtis kitais parametrais (impulso kryptimi, poliarizacija).



10.5.4 pav.
Koherentinis
dvifotonis procesas

10.5.5 pav. pavaizduoti du koherentiniai trifotoniai procesai. 10.5.5 a pav.: dažnio sudvejinimas arba, kitais žodžiais, *antrosios harmonikos generavimas* – pradinės monochromatinės ω dažnio spinduliuotės pakeitimas $\omega' = 2\omega$ dažnio spinduliuote; šuoliai spinduliuotės lauke – išnyksta du $\hbar\omega$ energijos ir $\hbar\mathbf{k}_1$ ir $\hbar\mathbf{k}_2$ impulsų (fotonų impulsų moduliai vienodi, bet gali skirtis kryptimi) fotonai, atsiranda $\hbar\omega'$ energijos ir $\hbar\mathbf{k}'$ impulso fotonas. Pagal energijos tvermės sąlygą,

$$2\hbar\omega = \hbar\omega'$$

ir impulso tvermės sąlygą,

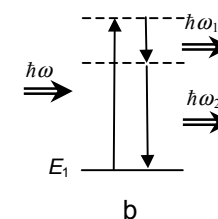
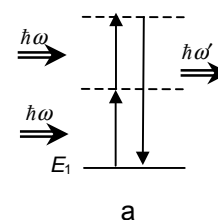
$$\hbar\mathbf{k}_1 + \hbar\mathbf{k}_2 = \hbar\mathbf{k}'.$$

Procesas 10.5.5 b pav.: *parametrinė šviesos sklaida* – ω dažnio spinduliuotės pakeitimas ω_1 ir $\omega_2 = \omega - \omega_1$ dažnių spinduliuote. Tam tikromis sąlygomis šis procesas virsta šviesos parametrinės generacijos procesu; šuoliai spinduliuotės lauke – išnyksta $\hbar\omega$ energijos fotonas, atsiranda du $\hbar\omega_1$ ir $\hbar\omega_2$ energijų fotonai. Pagal energijos tvermės sąlygą,

$$\hbar\omega = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$$

ir pagal impulso tvermės sąlygą,

$$\hbar\mathbf{k} = \hbar\mathbf{k}_1 + \hbar\mathbf{k}_2.$$



10.5.5 pav.
Trifotoniai procesai

Reikia pabrėžti, kad koherentiniuose procesuose mikrosistemos būseną nekinta; jos energijos lygmenų struktūra yra neesminė. Tačiau koherentiųjų procesų tikimybė priklauso nuo terpės savybių.

Vienas iš reiškinių, grindžiamų daugiafotone sugertimi, yra **daugiafotonis žadinimas ir daugiafotonis jonizavimas**. Šis reiškinys plačiai taikomas tiriant didelio sužadavimo atomų būsenas, o taip pat tiriant atomų spektrų trikdžius intensyviame šviesos lauke. Naudojant, pavyzdžiui, cezio atomo žadinimui rubino lazerį (fotono energija $\hbar\omega = 1,8$ eV), įvyksta dviejų fotonų sugertis, o po to vienfotonis šuolis, kurio metu atsiranda liuminescencinis fotonas ($\hbar\omega_1 = 1,9$ eV). Dvifotonio šuolio tikimybė didėja didėjant šviesos intensyvumui.

Rubino lazerio spinduliuote galima jonizuoti setyniafotonį ksenono atomą. Šiuo atveju atomo jonizavimo energija yra septynis kartus didesnė už lazerio spinduliuotės energiją.

Prie daugiafotonės atomų jonizacijos reiškinio priskiriamas ir **daugiafotonis išorinis fotoreiškinys**. Kai spinduliuotės intensyvumas pakankamas, gali atsirasti fotoelektronas sugėrus ne vieną, o iš karto kelis fotonus. Toks fotoreiškinys stebimas už raudonosios ribos, t. y. kai dažniai mažesni už $\omega_0 = A/\hbar$; čia A – elektrono išlaisvinimo darbas.

Daugiafotonis išorinis fotoreiškinys naudojamas tiriant zoninę metalų ir dielektrikų struktūrą, jų paviršių savybes. Šio reiškinio tikimybė priklauso nuo spinduliuotės koherentiškumo. Todėl daugiafotonį išorinį fotoreiškinį galima naudoti tiriant optinės spinduliuotės koherentiškumo savybes.

Terpės tamsėjimo reiškinys – tai netiesinės optikos reiškinys, pasireiškiantis grįžtamu pradinės skaidrios terpės tamsėjimu apšviečiant ją intensyvia šviesa. Tai ne kas kita, kaip *daugiafotonis vidinis foto reiškinys*. Jis ryškiai pasireiškia puslaidininkyje kaip dvifotonė šviesos sugertis. Į lazerio rezonatoriaus vidų įdedama puslaidininkio plokštelė, kurios draudžiamoji zona ΔE tenkina sąlygą:

$$\hbar\omega < \Delta E < 2\hbar\omega;$$

čia ω – lazerio spinduliuotės dažnis. Santykinai nedidelio intensyvumo ω dažnio spinduliuotė pereina kiaurai puslaidininkio plokštelę be sugerties, nes fotono energija $\hbar\omega$ nepakankama, kad perkeltų elektroną iš valentinės zonos į laidumo. Tačiau didinant spinduliuotės intensyvumą didėja tikimybė, kad elektronas valentinėje zonoje sugers iš karto du fotonus ir įgijęs $2\hbar\omega$ energiją peršoks į laidumo zoną. Todėl didėjant spinduliuotės intensyvumui dėl dvifotonės sugerties didėja puslaidininkio plokštelės sukelti nuostoliai;

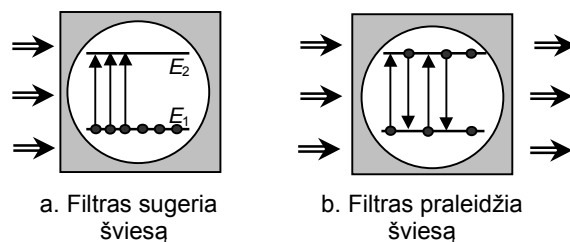
stebimas puslaidininkio tamsėjimas. Šis reiškinys naudojamas norint ištesti lazerio impulsą, t. y. norint realizuoti *neigiamą grįžtamąjį ryšį*. Jis stabdantiškai veikia į priverstinio spinduliavimo procesą aktyviame lazerio elemente. Dėl to išeinančiojo šviesos impulso formavimo procesas užsitęsia, impulso trukmė padidėja, jo didžiausia galia sumažėja.

10.6. TERPĖS SKAIDRĖJIMAS

Terpės skaidrėjimas yra netiesinės optikos reiškinys, pasireiškiantis kai spinduliuotė intensyvi. Tokios terpės vadinamos *skaidrinančiaisiais filtrais*. Pradinėje filtro būsenoje visi sugeriantieji centrai yra apatiniame energijos lygmenyje E_1 (10.6.1 a pav.); filtro sugerties koeficientas didžiausias. Apsvietus filtrą fotonais, kurių energija $\hbar\omega = E_2 - E_1$, sugeriamieji centrai

peršoka iš lygmens E_1 į lygmenį E_2 . Tuo pat metu fotonai iššaukia atvirkštinius šuolius, tačiau kai apatinio lygmens užpilda gan didelė, tokių šuolių skaičius per vienotinį laiką mažesnis už šuolių $E_1 \rightarrow E_2$ skaičių. Kai abiejuose lygmenyse susikuria vienodas centrų skaičius, filtrai visiškai prašviesėja. Krintantys į tokį filtrą fotonai iššaukia vienodą šuolių į viršų ir žemyn skaičių. To rezultate perėjusios filtrą šviesos intensyvumas nepakinta.

Skaidrėjantys filtrai plačiai naudojami lazerinėje technikoje. Įdėjus tokį filtrą į lazerio rezonatoriaus vidų, galima valdyti generavimo režimą – sukurti galingus šviesos impulsus, kurių trukmė ($10^{-9} \div 10^{-8}$) s arba seką supergalingų šviesos impulsų, kurių trukmė 10^{-12} s ir dažnis (0,1 ÷ 1) GHz (pikosekundiniai impulsai). Tokių skaidrėjančių filtrų sukūrimui naudojami, pavyzdžiui, organinių dažų tirpalai.



10.6.1 pav. Terpės skaidrėjimas

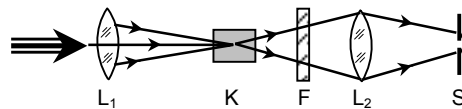
10.7. PRIVERSTINĖ RAMANO SKLAIDA

Ramano sklaida gali būti tiek savaiminė (spontaninė), tiek ir priverstinė. Priverstinės sklaidos tikimybė yra nedidelė. Šis reiškinys tapo įdomesnis sukūrus lazerius.

Ramano sklaidoje vyksta žadinančiosios šviesos dažnio ν_0 pokytis dydžiu, atitinkančiu saviems vidiniams molekulių virpesių dažniams ($\nu = \nu_0 \pm \nu_i$). Ramano spektre atsiranda stoksinė $\nu_s = \nu_0 - \nu_i$ (raudonasis palydovas) ir antistoksinė $\nu_{as} = \nu_0 + \nu_i$ (violetinis palydovas) dedamosios. Ši sklaida dar vadinama sklaida vidiniuose molekulių virpesiuose.

Naudojant nedidelio intensyvumo nekoherentinius spindulius, savaiminės nekoherentinės sklaidos intensyvumas nedidelis, sudaro $10^{-6} \div 10^{-7}$ žadinančiosios šviesos dalį. Kai žadinama intensyviais ($10^8 \div 10^9 \text{ W/cm}^2$) pluošteliais, išsklaidytosios šviesos intensyvumas padidėja keliomis eilėmis. Be to šalia pirmosios eilės dažnių $\nu_0 \pm \nu_i$ atsiranda aukštesniųjų eilių dažniai $\nu_0 \pm 2\nu_i$, $\nu_0 \pm 3\nu_i$; pakinta išsklaidytosios šviesos indikatrixė, ji tampa labiau ištempta žadinančiosios šviesos sklaidimo kryptimi. Tokia sklaida vadinama *priverstine Ramano sklaida*.

Priverstinės Ramano sklaidos stebėjimo schema pavaizduota 10.7.1 pav. Lazero spinduliuotės pluoštelį lęšis L_1 fokusuoja į kiuvetės K su tiriamąja medžiaga vidurį. Už kiuvetės yra filtras F, kuris sulaiko žadinančiąją spinduliuotę ir praleidžia pakitusio dažnio išsklaidytąją. Šią išsklaidytąją spinduliuotę lęšis L_2 nukreipia į spektrometro prietaiso plyšį S.



10.7.1 pav. Priverstinės Ramano sklaidos stebėjimo schema

Priverstinė Ramano sklaida yra netiesinis ir koherentinis procesas. Tai pagrindinė jos savybė.

Reikia pabrėžti, kad kai lazero spinduliuotės galia didelė, sužadinama ne tik priverstinė Ramano sklaida, bet ir kiti netiesiniai procesai, pvz., savaiminė fokusuotė, kurie iš esmės iškraipo ir padaro sudėtingesnę priverstinės Ramano sklaidos proceso nagrinėjimą.

Priverstinės sklaidos netiesiškumas apibūdinamas tuo, kad pereinant aktyviosios terpės sluoksnį Δl (10.7.2 a pav.) spinduliuojamos pirmosios stoksinės dedamosios intensyvumas I_{1s} padidėja dydžiu ΔI_{pr} , kuris proporcingas ne tik žadinančiosios spinduliuotės intensyvumui I , bet ir I_{1s} :

$$\Delta I_{1s} = \Delta I_{pr} + \Delta I_{sav} = k_1 I I_{1s} \Delta l + k_2 I \Delta l. \quad (10.7.1)$$

Dėl to pirmosios stoksinės dedamosios intensyvumas stiprėja kaip griūtis. Šis procesas schematiškai pavaizduotas 10.7.2 a pav. atitinkamos rodyklės plėtėjimu. Savaiminėje Ramano sklaidoje, kuri aprašoma antruoju (10.7.1) išraiškos nariu, intensyvumo prieauglis ΔI_{sav} visą laiką pastovus. Šiuo požiūriu priverstinė Ramano sklaida yra atvirkščias šviesos sugerčiai procesas. Žinoma, kad sugertyje šviesos intensyvumas Δl storio sluoksnyje (10.7.2 b pav.) mažėja dydžiu, proporcingu krintančiosios į sluoksnį šviesos intensyvumui:

$$\Delta I = -k I \Delta l.$$

Pagal tokį dėsnį perėjusios sugeriančiosios terpės sluoksnį l šviesos intensyvumas mažėja eksponentiškai:

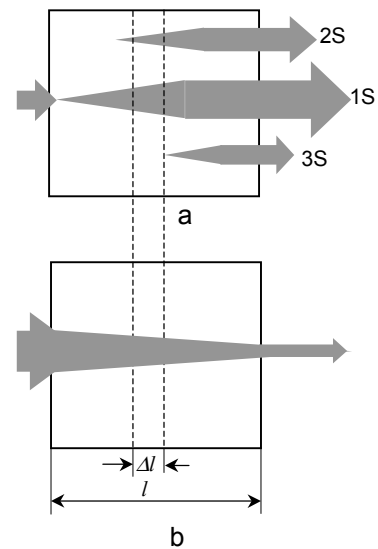
$$I = I_0 \exp(-k l).$$

Tuo tarpu priverstinės sklaidos intensyvumas, atvirkščiai, eksponentiškai didėja (jei nekreipiamas dėmesys į antrąjį narį ΔI_{sav} ir krintančiosios šviesos intensyvumas I pastovus):

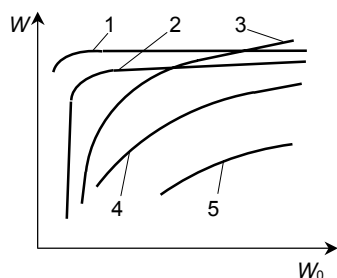
$$I_{1s} = A \exp(k_1 I l).$$

Greitą pirmosios stoksinės dedamosios intensyvumo augimą lemia tai, kad į šią dedamąją pereina ženkli (apie 70 %) žadinančiosios spinduliuotės intensyvumo dalis. Todėl pirmoji stoksinė dedamoji pati pradeda vaidinti krintančiosios spinduliuotės vaidmenį ir sužadina antrąją stoksinę dedamąją I_{2s} . Sklindant spinduliuotei aktyvioje terpėje, antrosios dedamosios intensyvumas taip pat greitai auga ir ji savo ruožtu sužadina trečiąją stoksinę dedamąją ir t. t. Taigi vyksta pastovus krintančiosios spinduliuotės energijos „perpumpavimas“ į aukštesnes stoksines dedamąsias. Pradinis spinduliuotės intensyvumas I šiuo atveju atitinkamai krinta.

Įvairių stoksinių dedamųjų energijos eksperimentinės priklausomybės nuo žadinančiosios spinduliuotės energijos pavaizduotos 10.7.3 pav. Matyti, kad žadinančiosios spinduliuotės energija W , perėjusi aktyviąją terpę (l kreivė), greitai įsisotina. Visas krintančiosios spinduliuotės energijos



10.7.2 pav. Šviesos stiprinimo ir sugerties procesų palyginimas



10.7.3 pav. Priverstinės Ramano sklaidos stoksinių dedamųjų energijos priklausomybės nuo žadinančiosios spinduliuotės energijos

prieauglis perpumpuojamas į pirmosios stoksinės dedamosios energiją. Įgijus W tam tikrą slenkstinę vertę, vyksta labai greitas beveik šuoliškas pirmosios stoksinės dedamosios energijos W_{1s} augimas (2 kreivė). Esant tam tikrai W_{1s} slenkstinei vertei, sužadinama ir pradeda greitai augti antrosios stoksinės dedamosios energija W_{2s} (3 kreivė), dėl ko W_{1s} didėjimas nutrūksta ir atsiranda sotis. Tokia pat priklausomybė stebima ir antrajai stoksinei dedamajai. Trečiosios (4 kreivė)

ir ketvirtosios (5 kreivė) stoksinių dedamųjų W_{3s} ir W_{4s} priklausomybių nuo W_0 eiga yra tolygesnė ir jų energijų vertės gerokai mažesnės už antrosios stoksinės dedamosios energiją. Tai susiję su tuo, kad antrosios stoksinės dedamosios spinduliuotės energijos dalis sklinda ne palei sistemos ašį, o kažkoku kampu į ją.

Priverstinės Ramano sklaidos spektras stoksinėje srityje sudarytas iš keleto linijų, kurių dažniai $\nu_{1s} = \nu_0 - \nu_i$, $\nu_{2s} = \nu_0 - 2\nu_i$ ir t. t. Spektre, kaip taisyklė, išryškėja tik vienas sklaidančiosios terpės virpesinis dažnis. Priverstinės Ramano sklaidos spektro linijų intensyvumas labai didelis ir yra žadinančiosios linijos intensyvumo eilės. Be to, kaip minėta, spektre atsiranda pakankamai didelio intensyvumo linijos ir antistoksinėje srityje, kurių dažniai $\nu_{1as} = \nu_0 + \nu_i$, $\nu_{2as} = \nu_0 + 2\nu_i$ ir t. t.

Taigi priverstine Ramano sklaida galima keisti galingą lazerio spinduliuotę iš vienos spektro srities į kitą. Tuo grindžiami įdomūs ir daug žadantys šio reiškinio praktiniai taikymai.

Dažnio keitimui parenkama terpė, kurioje Ramano sklaidoje vykstančio šuolio dažnio vertė yra didelė. Tai būdinga vandeniliui (4155 cm^{-1}), deuteriui (2993 cm^{-1}), skystajam azotui (2526 cm^{-1}) ir kt. terpėms. Žadiniui naudojant neodimio lazerį ($\lambda = 1,06 \mu\text{m}$), pirmosios stoksinės dedamosios vandenilyje bangos ilgis $1,9 \mu\text{m}$, o antrosios – $8,6 \mu\text{m}$. Jei 50 ns trukmės lazerio impulso energija yra apie 100 J, tai pirmosios stoksinės dedamosios ji lygi apie 5 J, o antrosios – apie 1 J. Tokiu būdu palyginti nesudėtinga įranga galima gauti impulsinę 20 MW eilės galios spinduliuotę infra raudonojoje spektro srityje. Parenkant įvairias terpes priverstinės Ramano sklaidos pagrindu galima sukurti derinamuosius lazerius plačiame bangos ilgių ruože.

Galingų derinamųjų lazerių naudojimas sukūrė spinduliuotės sąveikos su medžiaga tyrimo metodą, kuriame suderinti tokie priverstinės Ramano sklaidos privalumai, kaip didelis intensyvumas, sklaidos indikatrixės anizotropija, su plačiomis savaiminėmis Ramano sklaidos spektroskopijos galimybėmis.

Į tiriamąją medžiagą nukreipiami du lazerio pluošteliai, kurių dažnių skirtumas sutampa su vienu iš savųjų molekulės virpesių dažniu. Tai pakeičia virpesinių lygmenų užpildą. Analizei naudojama papildomoji, vadinama bandomoji, banga. Tiriama stoksinė ir antistoksinė bandomosios spinduliuotės sklaida. Toks metodas vadinamas *aktyviosios sklaidos spektroskopijos* metodu. Šiame metode bandomąją bangą galima naudoti, norint užregistruoti fazių santykius tarp elementariųjų sužadinių įvairiuose terpės taškuose, tarp įvairių molekulės virpesių fazių (*koherentinė aktyvioji spektroskopija*) bei nustatyti lygmenų užpildos skirtumą (*nekoherentinė aktyvioji spektroskopija*). Suprantama, abiem atvejais gautasis aktyviosios spektroskopijos metodu išsklaidytasis signalas iš esmės viršija savaiminėje Ramano sklaidoje gaunamo signalo lygį.

Svarbus koherentinės aktyviosios spektroskopijos metodo ypatumas yra ta aplinkybė, kad skirtingai nuo savaiminės sklaidos indikatrixės smarkiai anizotropinė ir išsklaidytoji molekulių virpesiuose spinduliuotė yra gerai kolimuota ir praktiškai visiškai koherentinė. Jos didelis intensyvumas ir kryptingumas gali būti sėkmingai naudojama naujose šviesos sklaidos spektroskopijos srityse.