

SAMOSPROŽENA STIMULIRANA EMISIJA

ŠPELA KRUSIČ

Fakulteta za matematiko in fiziko
Univerza v Ljubljani

Pod specifičnimi pogoji lahko prehod sunka svetlobe skozi gost plin privede do močnega stimuliranega izseva svetlobe, ki ga sproži povsem naključen spontani razpad vzbujenih atomskih stanj. Predstavila bom teoretično obravnavo problema ter opisala simulacije in rezultate za poseben primer vzbujenih atomskih stanj v atomu helija.

SELF-AMPLIFIED STIMULATED EMISSION

Under specific conditions the transition of a light pulse through dense gas can lead to strong stimulated emission of light, which is triggered by a completely random spontaneous decay of excited atomic states. Here I present a theoretical treatment of the problem and describe numerical simulations and results for a special case of excited atomic states in helium atoms.

1. Uvod

Znanstveniki so si vse od iznajdbe laserja pred več kot 50 leti prizadevali, da bi razvili koherentni vir svetlobe, ki deluje v območju rentgenske svetlobe. S tem bi lahko med drugim podrobno opazovali procese, ki za vzbuditev zahtevajo višje energije, na primer kemijske reakcije in fazne prehode v snovi, ki so povezani z ekscitacijo elektronov v notranjih lupinah.

Za delovanje optičnega laserja sta ključni velika reflektivnost zrcal in majhna absorpcija v mediju. V območju rentgenske svetlobe ta dva pogoja nista izpolnjena, zato se moramo izdelave rentgenskega laserja lotiti na povsem drugačen način. Cilju so se približali z iznajdbo laserja na proste elektrone (FEL) [1], pri katerem tok ultrarelativističnih elektronov seva ob preletu skozi alternirajoče magnetno polje v undulatorju. FEL lahko proizvaja kratke (\sim fs) sunke kratkovalovne svetlobe z gostoto energije, ki lahko za več velikostnih redov preseže gostoto energije virov nekoherentne sinhrotronske svetlobe, vendar pa je spekter izsevane svetlobe lahko precej širok. Zaradi kratkega življenjskega časa stanj, pri katerih vzbujamo notranje lupine atomov, zahtevajo nelinearne tehnike za preučevanje snovi izjemno kratke, koherentne in pogosto tudi dvobarvne vire rentgenskih žarkov.

S pulzi svetlobe FEL lahko atomsko tarčo vzbudimo iz osnovnega v višja energijska stanja, če so pulzi dovolj kratki in intenzivni, pa lahko tudi dosežemo invertirano zasedbo. Pokazali bomo, da lahko v tem primeru v tarči pride do samosprožene stimulirane emisije, pri kateri se izseva časovno koherenten monokromatski žarek z valovno dolžino, ki ustreza valovni dolžini katerega od dovoljenih sevalnih prehodov. S tem se ponuja učinkovita možnost za energijsko pretvorbo vpadnega žarka v monokromatski izhodni žarek.

V prispevku bom najprej opisala osnovne sevalne procese atoma, ki se nahaja v elektromagnetnem polju. Nato bom predstavila teoretično obravnavo samosprožene stimulirane emisije in numerične simulacije za primer helija, ki temeljijo na izpeljanih zvezah. Nazadnje bom na kratko opisala eksperiment, v katerem so ta proces opazovali v plinasti neonovi tarči.

2. Osnovni sevalni procesi

V atomu, ki interagira z elektromagnetnim poljem, lahko pride do treh osnovnih sevalnih procesov. Atom, ki je v osnovnem stanju, lahko preide v višje energijsko stanje z absorpcijo fotona. Absorpcija je možna, če je energija fotona enaka razliki energij osnovnega in višjega stanja.

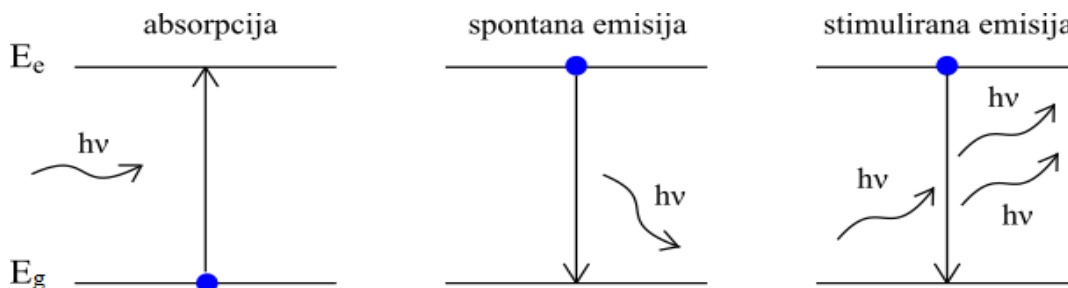
Vzbujen atom lahko spontano preide v nižje energijsko stanje z izsevanjem fotona z energijo, ki je enaka energijski razliki med stanjema. Ta proces imenujemo spontana emisija in se za neorientirano

tarčo zgodi v naključni smeri preko dovoljenih razpadnih kanalov. Čas, ob katerem se zgodi spontani prehod, je prav tako naključen. Predpostavimo, da je atom ob času $t = 0$ v vzbujenem stanju $|e\rangle$. Nižja energijska stanja označimo z $|g\rangle$. Verjetnost, da se atom ob času t nahaja v stanju $|e\rangle$, je enaka

$$p_e(t) = \exp \left[- \left(\sum_g \Gamma_{sp}^{e \rightarrow g} / \hbar \right) t \right], \quad (1)$$

kjer je $\Gamma_{sp}^{e \rightarrow g}$ razpadna širina za spontani razpad iz stanja $|e\rangle$ v $|g\rangle$. Ta je za dani atom konstantna in je odvisna od lastnosti stanj $|e\rangle$ in $|g\rangle$. Celotno razpadno širino za spontani razpad stanja $|e\rangle$ zapišemo kot $\Gamma_e = \sum_g \Gamma_{sp}^{e \rightarrow g}$ [2].

Drugi proces, preko katerega lahko atom sevalno preide iz vzbujenega v nižje energijsko stanje, je stimulirana emisija. Zunanje elektromagnetno polje s frekvenco, ki ustreza prehodu med dvema stanjema atoma, lahko vpliva na razpad kvantnomehanskega stanja atoma, ne da bi se pri tem absorbiral foton. Pri tem se lahko močno poveča verjetnost za prehod atoma iz višjega v nižje energijsko stanje in je tako mnogo večja kot pri spontani emisiji. Pri prehodu se izseva dodaten foton, ki ima enako fazo in smer kot vpadni foton.



Slika 1. Shema osnovnih sevalnih procesov v atomu.

3. Dvonivojski sistem

Sevalni procesi v atomu potekajo pod vplivom zunanjega elektromagnetnega polja. Osnovno in vzbujeno stanje, ki sodelujeta pri prehodu, obravnavamo kot dvonivojski sistem, ki interagira s klasičnim poljem. Za obravnavo bomo uporabili formalizem gostotnih matrik, saj z amplitudnimi enačbami ne moremo opisati razpada vzbujenega stanja v osnovno stanje.

Čisto stanje kvantnega sistema predstavimo z linearno kombinacijo baznih vektorjev $|n\rangle$ kot $|\psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle$. Za tak sistem definiramo gostotni operator

$$\rho = |\psi\rangle\langle\psi| = \sum_n \sum_m c_n c_m^* |n\rangle\langle m| = \sum_n \sum_m \rho_{nm} |n\rangle\langle m|, \quad (2)$$

kjer so $\rho_{nm} = \langle n|\rho|m\rangle$ matrični elementi gostotnega operatorja, ki jih lahko zapišemo tudi kot $\rho_{nm} = c_n c_m^*$. Izvendiagonalni matrični elementi so povezani z relacijo $\rho_{nm} = \rho_{mn}^*$.

Časovni razvoj gostotne matrike opisuje von Neumannova enačba. Iz Schrödingerjeve enačbe

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi\rangle = H |\psi\rangle \quad (3)$$

in njej hermitsko konjugirane enačbe sledi

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = (|\dot{\psi}\rangle\langle\psi| + |\psi\rangle\langle\dot{\psi}|) = \frac{1}{i\hbar} (H|\psi\rangle\langle\psi| - |\psi\rangle\langle\psi|H) = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho]. \quad (4)$$

Osnovno stanje $|g\rangle$ ima energijo $E_g = \hbar\omega_g$, vzbujeno stanje $|e\rangle$ pa $E_e = \hbar\omega_e > E_g$. Monokromatsko polje s frekvenco ω zapišemo kot

$$E(t) = \mathcal{E} e^{-i\omega t} + \mathcal{E}^* e^{i\omega t}. \quad (5)$$

V našem primeru je frekvenca polja ω enaka frekvenci prehoda med stanjema $\omega_{ge} = (E_e - E_g)/\hbar$, vendar bomo zaradi splošnosti obravnave predpostavili le, da je vrednost ω blizu ω_{eg} .

Hamiltonian lahko zapišemo v obliki $\mathcal{H} = \mathcal{H}^0 + \mathcal{V}$, kjer \mathcal{H}^0 opisuje prost atom, \mathcal{V} pa je motnja, ki opisuje interakcijo med atomom in poljem. V tem primeru se von Neumannova enačba v interakcijski sliki zapiše kot

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\tilde{\mathcal{V}}, \tilde{\rho}], \quad (6)$$

pri čemer je $\tilde{\mathcal{V}} = e^{\frac{i}{\hbar} \mathcal{H}^0 t} \mathcal{V} e^{-\frac{i}{\hbar} \mathcal{H}^0 t}$ in $\tilde{\rho} = e^{\frac{i}{\hbar} \mathcal{H}^0 t} \rho e^{-\frac{i}{\hbar} \mathcal{H}^0 t}$ [3]. Spreminjanje matričnega elementa $\tilde{\rho}_{nm}$ opišemo z

$$i \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\rho}_{nm} = \sum_k [\tilde{\mathcal{V}}_{nk} \tilde{\rho}_{km} - \tilde{\rho}_{nk} \tilde{\mathcal{V}}_{km}]. \quad (7)$$

Matrični elementi $\tilde{\mathcal{V}}_{nk}$ za obravnavani sistem so enaki

$$\tilde{\mathcal{V}}_{nk} = R_{nk} e^{i(E_n - E_k)t/\hbar} e^{-i\omega t} + R_{nk}^* e^{i(E_n - E_k)t/\hbar} e^{i\omega t}, \quad (8)$$

pri tem je $R_{nk} = \frac{\mu_{nk} \mathcal{E}}{\hbar}$ Rabijeva frekvenca prehoda in $\mu_{nk} = \langle n | \mu | k \rangle$ matrični element električnega dipolnega operatorja.

Upoštevati moramo tudi vpliv spontanega razpada zgornjega stanja. Ta storimo tako, da v von Neumannovo enačbo vključimo dodaten člen oblike $\mathcal{L} \tilde{\rho}$ [3]. Posledično v vsaki dinamični enačbi dobimo člen, ki je sorazmeren z razpadno širino za prehod med stanji.

Dinamične enačbe za gostotno matriko, ki opisuje dvonivojski sistem, so

$$\dot{\rho}_{eg} = \left(i\Delta - \frac{\Gamma_e}{2} \right) \rho_{eg} + iR_{eg} \rho_{gg} - iR_{eg} \rho_{ee}, \quad (9)$$

$$\dot{\rho}_{ee} = -\Gamma_e \rho_{ee} + iR_{eg} \rho_{ge} - iR_{eg}^* \rho_{eg}, \quad (10)$$

$$\dot{\rho}_{gg} = \Gamma_r \rho_{ee} + iR_{eg}^* \rho_{eg} - iR_{eg} \rho_{ge}, \quad (11)$$

kjer je $\Delta = \omega - (E_e - E_g)/\hbar$ neubranost, Γ_e celotna razpadna širina zgornjega nivoja zaradi spontanega razpada, Γ_r pa razpadna širina za spontani razpad v izbrano končno stanje $|g\rangle$. Členi, ki vsebujejo Γ_e ali Γ_r v zgornjih enačbah torej opisujejo vpliv spontanega razpada na zasedenost nivojev. Ostali členi so posledica interakcije med sistemom in zunanjim električnim poljem.

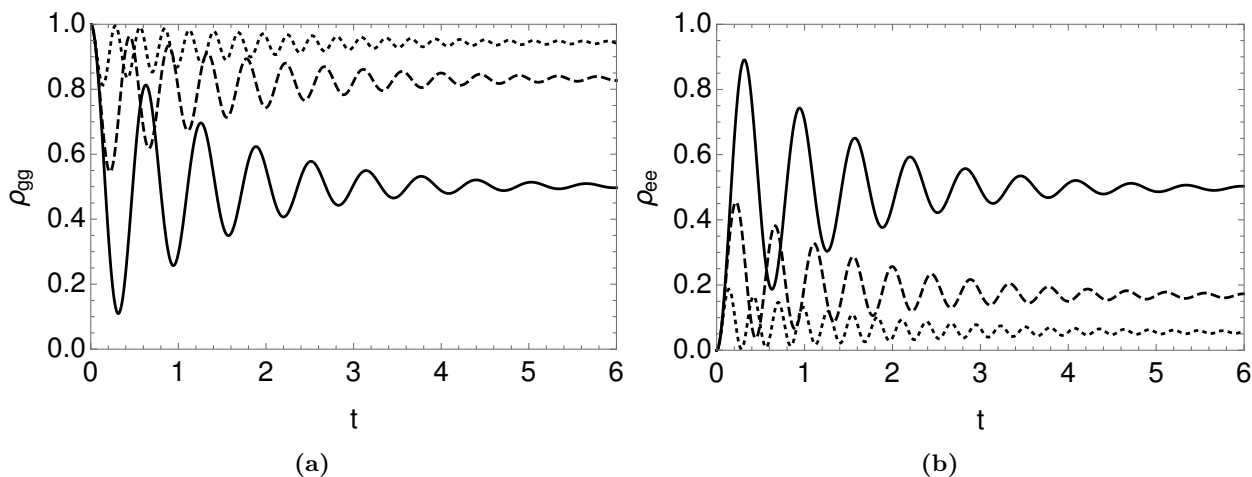
Slika 2 prikazuje obnašanje dvonivojskega sistema, ki je ob času $t = 0$ v stanju $|g\rangle$, za dano vrednost R_{eg} in različne vrednosti Δ , vsi parametri so normalizirani na Γ_e . Pri kratkih časih opazimo Rabijeve oscilacije, to so oscilacije zasedenosti obeh stanj, katerih frekvenca je enaka Rabijevi frekvenci. V posameznem ciklu se izmenjata absorpcija in stimulirana emisija. Po dolgem času zasedenosti stanj dosežeta stacionarni vrednosti. Zunanje polje povzroči prehode med stanjema tudi, če se frekvenca polja ω nekoliko razlikuje od frekvence prehoda (neničelna neubranost Δ). V tem primeru imajo oscilacije zasedenosti manjšo periodo in amplitudo.

4. Širjenje električnega polja

Širjenje zunanjega polja v tarči bomo obravnavali klasično. Električno polje $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ in magnetno polje $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ v makroskopskem mediju opisujejo Maxwelllove enačbe:

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J}, \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = \sigma, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (12)$$

kjer sta \mathbf{J} in σ gostota toka in prostih nabojev. V dielektričnem mediju brez magnetizacije sta \mathbf{J} in σ enaka nič, gostoto magnetnega polja lahko zapišemo kot $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$, gostoto električnega polja



Slika 2. Časovna odvisnost zasedenosti (a) ρ_{gg} in (b) ρ_{ee} za atom v monokromatskem elektromagnetnem polju pri $\Delta = 0$ (polna črta), $\Delta = 2|R_{eg}|$ (prekinjena črta) in $\Delta = 4|R_{eg}|$ (pikasta črta). Čas je merjen v enotah Γ^{-1} , $R_{eg} = 5\Gamma$, $\Gamma_r = \Gamma_e$.

pa podaja $\mathbf{D} = \varepsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P}$, kjer je \mathbf{P} makroskopska polarizacija aktivnega medija. \mathbf{P} določa odziv atomov, ki sestavljajo medij.

Iz Maxwellovih enačb z upoštevanjem zgornjih izrazov za \mathbf{B} in \mathbf{D} dobimo

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \mu_0\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (13)$$

Z upoštevanjem vektorske identitete $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ in ob predpostavki, da se električno polje počasi spreminja v smeri, ki je pravokotna na smer širjenja ($\nabla \cdot \mathbf{E} \simeq 0$), zgornji izraz prepisemo v

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (14)$$

kjer je $c = (\varepsilon_0\mu_0)^{-1/2}$. Če predpostavimo, da se polje širi v smeri osi z , lahko električno polje in inducirano polarizacijo zapišemo kot

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{e}}E(z, t), \quad \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{e}}P(z, t), \quad (15)$$

kjer je $\hat{\mathbf{e}}$ enotski vektor polarizacije, ki je pravokoten na smer širjenja polja. Enačba 14 se tako reducira na enodimenzionalno enačbo

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}. \quad (16)$$

V splošnem električno polje obravnavamo kot klasično kvazi-monokromatsko polje s krožno frekvenco ω in valovnim vektorjem $k = \omega/c$

$$E(z, t) = \mathcal{E}(z, t)e^{i(kz - \omega t)} + \mathcal{E}^*(z, t)e^{-i(kz - \omega t)}, \quad (17)$$

$\mathcal{E}(z, t)$ je ovojnica, ki se počasi spreminja in je v splošnem kompleksna funkcija $\mathcal{E} = \bar{\mathcal{E}}e^{i\varphi}$. To polje v mediju inducira polarizacijo

$$P(z, t) = \mathcal{P}(z, t)e^{i(kz - \omega t)} + \mathcal{P}^*(z, t)e^{-i(kz - \omega t)}, \quad (18)$$

ponovno se $\mathcal{P}(z, t)$ počasi spreminja in je kompleksna funkcija $\mathcal{P} = \bar{\mathcal{P}}e^{i\varphi}$.

Če vstavimo enačbi 17 in 18 v enodimenzionalno valovno enačbo in uporabimo približek, pri katerem upoštevamo, da se ovojnic električnega polja in polarizacije počasi spreminjata, dobimo naslednjo enačbo za propagacijo polja:

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} = \frac{i\omega}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \mathcal{P}. \quad (19)$$

Makroskopsko polarizacijo medija $P(z, t)$ podaja pričakovana vrednost operatorja električnega dipolnega momenta μ vseh atomov na položaju z ob času t . Pričakovano vrednost poljubnega operatorja \mathcal{A} podaja $\langle \mathcal{A} \rangle = \text{Tr}(\mathcal{A}\rho)$. Makroskopsko polarizacijo sistema lahko torej zapišemo kot

$$P(z, t) = n \text{Tr}[\mu\rho(z, t)], \quad (20)$$

kjer je $\mu = \vec{\mu} \cdot \hat{e}$ projekcija dipolnega momenta na smer polarizacije električnega polja in n številska gostota atomov, za katero smo predpostavili, da je homogena. Diagonalni matrični elementi μ so enaki nič, zato

$$P(z, t) = n[\mu_{ge}\rho'_{eg}(z, t) + \mu_{eg}\rho'_{ge}(z, t)]. \quad (21)$$

Pri obravnavi interakcije dvonivojskega sistema z monokromatskim poljem \mathcal{E} v prejšnjem razdelku smo obravnavali atom, katerega položaj se ni spreminjal. Predpostavili smo, da se atom nahaja v koordinatnem izhodišču, zato jakost električnega polja ni bila odvisna od kraja. Tu obravnavamo širjenje polja in interakcije z atomi na različnih položajih z , zato velja

$$\rho'_{eg} = \rho_{eg} e^{i(kz - \omega t)}, \quad \rho'_{ge} = \rho_{ge} e^{-i(kz - \omega t)}. \quad (22)$$

Za počasi spreminjajočo kompleksno polarizacijo dobimo

$$\mathcal{P}(z, t) = n\mu_{ge}\rho_{eg}(z, t). \quad (23)$$

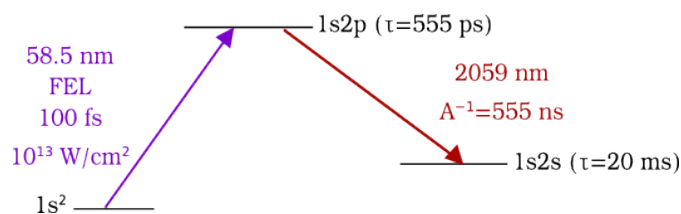
Širjenje električnega polja v mediju, ki ga sestavljajo dvonivojski atomi, torej opisuje enačba

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathcal{E}(z, t) = \frac{i n \omega \mu_{ge}}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \rho_{eg}(z, t). \quad (24)$$

5. Samosprožena stimulirana emisija

Opazujemo plinasto atomsko tarčo, ki jo vzbudimo v višje energijsko stanje. Atom v vzbujenem stanju lahko preko spontane emisije razpade v neko končno stanje, ki ni osnovno stanje atoma. Če se pri tem foton izseva v smeri drugih vzbujenih atomov, se pri teh verjetnost za sevalni razpad v to končno stanje močno poveča in vzbujena stanja lahko razpadejo preko stimulirane emisije, pri čemer se izseva dodaten foton. Za proženje stimulirane emisije tako ne potrebujemo zunanega elektromagnetnega polja s frekvenco prehoda med vzbujenim in končnim stanjem, ampak je lahko vir polja spontani sevalni prehod v tarči. Opisani proces se imenuje samosprožena stimulirana emisija. Če v tarči dosežemo inverzno zasedenost in je na voljo dovolj vzbujenih stanj, pride do kaskade izsevanih fotonov. Polje s frekvenco prehoda med vzbujenim in končnim stanjem se na ta način močno ojača.

Obravnavali bomo samosproženo stimulirano emisijo v heliju. Na plinasto tarčo cilindrične oblike, katere dolžina je veliko večja od polmera, usmerimo vpadni žarek z energijo 21.2 eV, ki atome iz osnovnega stanja $1s^2 \ ^1S$ vzbudi v enojno vzbujeno stanje $1s2p \ ^1P$. Samosproženo stimulirano emisijo bomo opazovali na prehodu v stanje $1s2s \ ^1S$, pri čemer se izseva svetloba z valovno dolžino 2059 nm (slika 3).



Slika 3. Shema najnižjih energijskih nivojev v heliju. Osnovno stanje $1s^2 \ ^1S$ s svetlobo FEL vzbudimo v enojno vzbujeno stanje $1s2p \ ^1P$. To stanje lahko razpada nazaj v osnovno stanje ali v končno stanje $1s2s \ ^1S$.

Obravnavani primer sicer ne predstavlja laserja, ki deluje v rentgenskem območju, saj spada valovna dolžina izsevane svetlobe v infrardeče območje, vendar pa predstavlja takšna shema najbolj enostaven realističen sistem, na katerem lahko obravnavamo proces samosprožene stimulirane emisije. S primerno izbiro tarče in valovne dolžine vpadnega valovanja lahko dosežemo, da se pri prehodu žarka FEL izseva svetloba z valovno dolžino v rentgenskem območju, vendar v tem primeru sistem pogosto postane bolj kompliciran, saj je potrebno v obravnavo vključiti več atomskih stanj, kar oteži teoretično obravnavo.

5.1 Maxwell-Blochove enačbe

Helijeve atome v tarči v tem primeru obravnavamo kot trinivojski sistem, kjer je $1s^2$ osnovno stanje $|0\rangle$, $1s2p$ vzbujeno stanje $|i\rangle$ in $1s2s$ končno stanje $|f\rangle$. Pri izbrani energiji svetlobe FEL so to praktično edina dosegljiva stanja, saj leži najbližje singletno stanje $1s3p$ več kot 2 eV nad $1s2p$, precej več kot je tipična spektralna širina sunkov FEL. Obravnavani trinivojski sistem tako predstavlja realistično situacijo. Propagacijo polj in časovni potek zasedenosti stanj opisujejo Maxwell-Blochove enačbe (MBE), ki imajo za obravnavani sistem naslednjo obliko v atomskih enotah:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = -\frac{2\pi i \omega d n}{c} \rho_{if}^*, \quad \frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} + \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial z} = -\frac{2\pi i \omega_0 g n}{c} \rho_{0i}^*, \quad (25)$$

$$\dot{\rho}_{00} = -2\Im[g\mathcal{F}\rho_{0i}], \quad \dot{\rho}_{ii} = 2\Im[g\mathcal{F}\rho_{0i}] + 2\Im[d\mathcal{E}\rho_{if}], \quad \dot{\rho}_{ff} = -2\Im[d\mathcal{E}\rho_{if}], \quad (26)$$

$$\dot{\rho}_{if} = id\mathcal{E}^*(\rho_{ff} - \rho_{ii}) + ig\mathcal{F}^*\rho_{0f}^* + S_f, \quad (27)$$

$$\dot{\rho}_{0i} = ig\mathcal{F}^*(\rho_{00} - \rho_{ii}) + id\mathcal{E}^*\rho_{0f} + S_0, \quad (28)$$

$$\dot{\rho}_{0f} = id\mathcal{E}\rho_{0i} + ig\mathcal{F}^*\rho_{if}^*. \quad (29)$$

Pri tem je \mathcal{F} vpadno električno polje FEL z energijo 21.2 eV, \mathcal{E} izsevano električno polje z energijo 0.60 eV in ρ_{nm} matrični element gostotnega operatorja. Diagonalni matrični elementi ρ_{nn} podajajo zasedenosti nivojev. n je številka gostota atomov v tarči, ω in ω_0 energijski razliki med vzbujenim in končnim stanjem ter osnovnim in vzbujenim stanjem, d in g dipolna matrična elementa za prehoda $1s2p - 1s2s$ in $1s2p - 1s^2$ ter c hitrost svetlobe v vakuumu.

Fenomenološki člen $S_{0,f}$ simulira spontano emisijo, ki je MBE ne upoštevajo in ustvari fluktuacije dipolnega momenta. Modeliramo ga kot gaussovski beli šum. S_f opisuje spontano emisijo na prehodu $1s2p - 1s2s$ in S_0 na prehodu $1s2p - 1s^2$. Člena nastopata v enačbah za izvendiagonalna matrična elementa ρ_{if} in ρ_{0f} in ju zapišemo kot

$$S_0 = i\sqrt{\frac{\Omega\Gamma_i\Gamma_0}{2\pi^2 n \omega_0 g^2}} \rho_{ii} \exp(i\phi_0), \quad S_f = i\sqrt{\frac{\Omega\Gamma_i\Gamma_f}{2\pi^2 n \omega d^2}} \rho_{ii} \exp(i\phi_f). \quad (30)$$

Pri tem sta Ω prostorski kot, v katerega se lahko izsevajo fotoni in Γ_i celotna razpadna širina stanja $1s2p$. $\Gamma_0 = 0.999\Gamma_i$ in $\Gamma_f = 0.001\Gamma_i$ sta parcialni razpadni širini za razpad v osnovno in končno stanje, $\phi_{0,f}$ pa sta naključni fazi, ki sta enakomerno porazdeljeni na intervalu od 0 do 2π in ju žrebamo v vsakem prostorskem in časovnem koraku. Tak člen da pravilen spekter za spontano emisijo - Lorentzovo črto v frekvenčnem prostoru [4, 5].

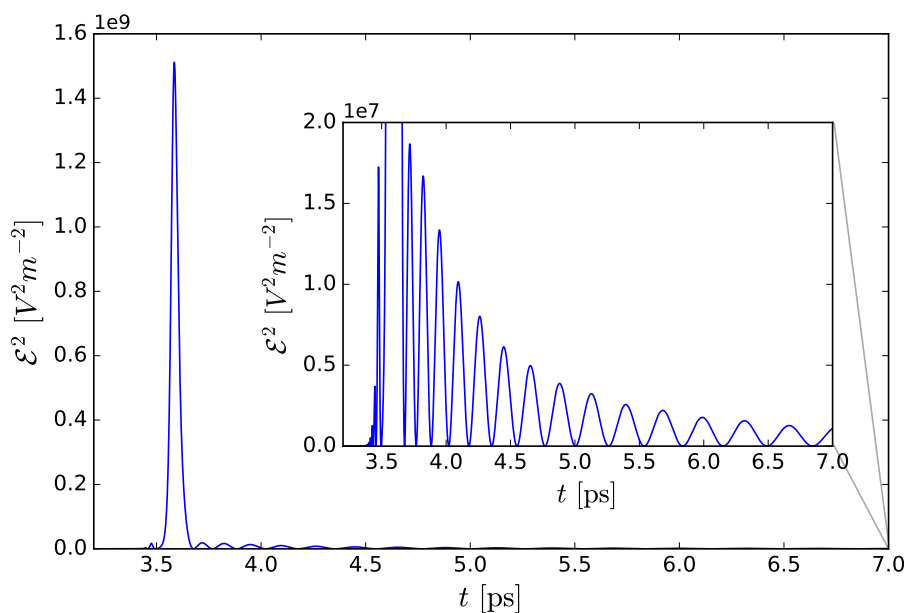
6. Simulacije

Obravnavamo propagacijo vpadnega sunka svetlobe FEL in tvorbo izsevane svetlobe v plinasti helijevi tarči v obliki dolgega valja dolžine $L = 1$ mm in polmera $r_0 = 25 \mu\text{m}$. Takšna oblika tarče omogoča, da zanemarimo kolektivne efekte pri izsevih, ki niso v smeri propagacije vpadne svetlobe. Maxwell-Blochove enačbe zato rešujemo v eni prostorski dimenziji na dvodimenzionalni mreži točk (z_j, t_m) , kjer je t čas in z smer širjenja polja. Razdalja med sosednjima točkama mreže v smeri z je $\Delta z = c\Delta t$, c je hitrost svetlobe v vakuumu. Koordinate točk so tako $z_j = jc\Delta t$ in $t_m = m\Delta t$. Sistem diferencialnih enačb z uporabo eksplicitnih numeričnih metod prepisemo v diferenčno obliko. V simulacijah je uporabljen korak $\Delta t = 240$ as (10 a.u.).

Vstopni fokusirani sunek svetlobe simuliramo kot žarek z gaussovsko časovno odvisnostjo. Dolžina pulza je 100 fs FWHM, premer na tarči $25 \mu\text{m}$ in intenziteta 10^{13} W/cm^2 .

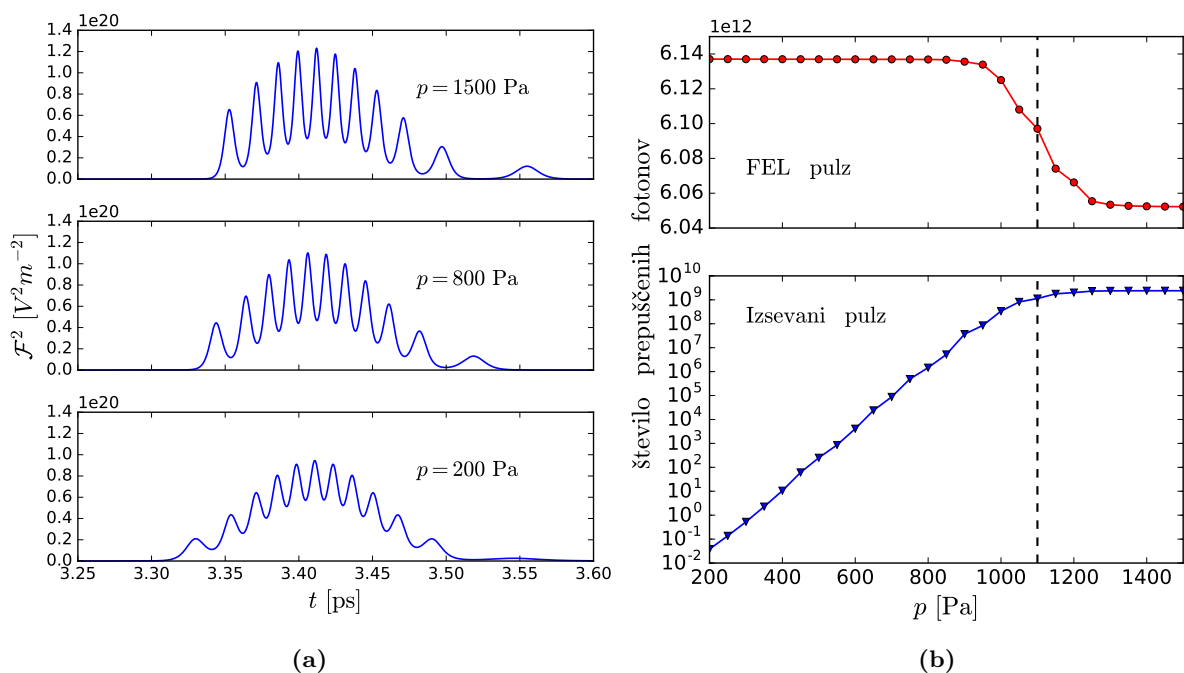
Ker so izvor procesov v tarči kvantne fluktuacije dipolnega momenta, sta razvoj zasedenosti stanj v tarči in časovna odvisnost izsevanega polja za vsak sunek vpadne svetlobe nekoliko različna. Tu podajamo numerične rezultate, ki so za vsako vrednost tlaka v tarči povprečeni čez 20 vpadnih pulzov.

Slika 4 prikazuje časovno odvisnost izsevanega električnega polja pri tlaku 450 Pa. V profilu poleg glavnega pulza opazimo Rabijsve oscilacije, ki so posledica delne reabsorpcije izsevanega polja v tarči.

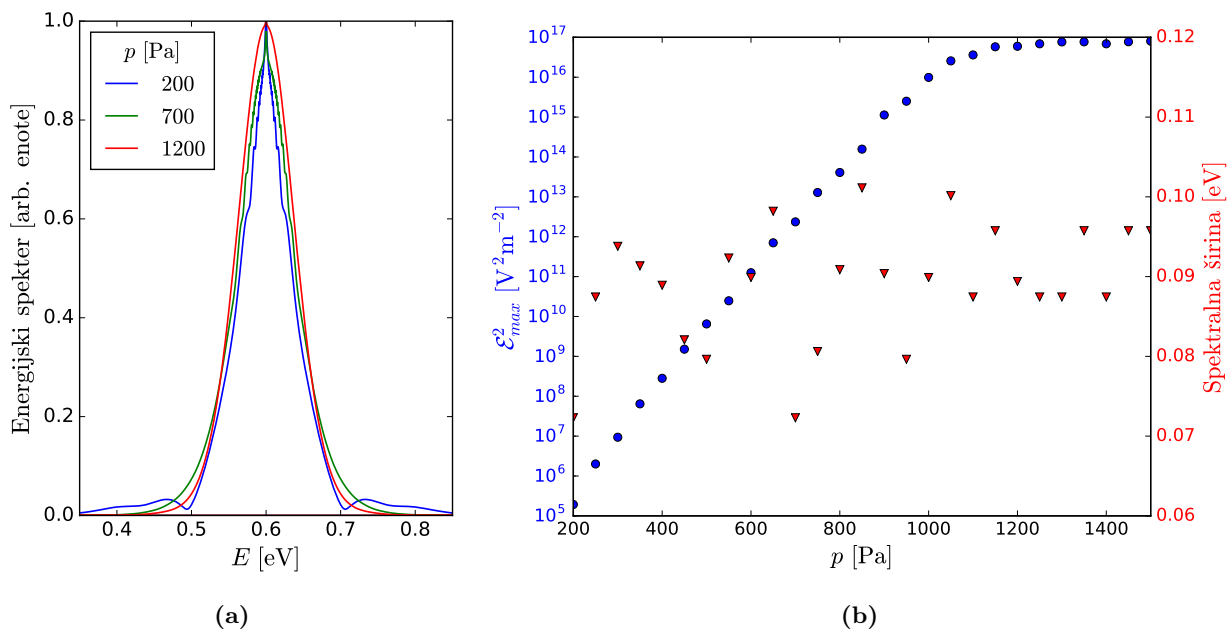


Slika 4. Časovni profil izsevanega pulza v 1 mm dolgi tarči pri tlaku 450 Pa. Ob času nič vrh vpadnega pulza prečka začetno točko tarče.

Slika 5(a) prikazuje časovno odvisnost prepuščenega sunka svetlobe FEL. Pred vstopom v tarčo ima časovni profil gaussovsko obliko, po prehodu skozi tarčo pa je oblika modulirana z oscilacijami, katerih amplituda je večja pri višjih tlakih. Vzbujeno stanje $1s2p$ lahko razpada nazaj v osnovno stanje helijevega atoma $1s^2$, pri čemer se izseva polje s frekvenco, ki je enaka frekvenci vpadnega polja, kar je vzrok oscilacij v spektrih. Pri večjih tlakih v tarči je absorpcija vpadnega polja večja, posledično pa tudi amplituda oscilacij v prepuščenem polju.



Slika 5. (a) Časovni profili prepuščenega pulza FEL pri različnih tlakih v 1 mm dolgi tarči. (b) Število prepuščenih in izsevanih fotonov v pulzu FEL in v izsevanem pulzu v odvisnosti od tlaka v tarči. Navpična prekinjena črta ločuje eksponentno naraščajoče območje in saturirano območje.



Slika 6. (a) Normaliziran energijski spekter izsevane svetlobe pri treh različnih tlakih v tarči. (b) Maksimalna vrednost izsevanega električnega polja in spektralna širina pulza (FWHM) v odvisnosti od tlaka v tarči.

Slika 5(b) prikazuje število prepuščenih in izsevanih fotonov v odvisnosti od tlaka v 1 mm dolgi tarči. Število fotonov v izsevanem sunku se z večanjem tlaka eksponentno povečuje, kar je značilno za samosproženo stimulirano emisijo, pri tlaku 1100 Pa pa pride do nasičenja. Nasičenje izsevanega

pulza je posledico dejstva, da se pri dovolj velikem tlaku vsa črpalna svetloba absorbira in zato ni na voljo več energije za stimulirano emisijo. Celotno število izsevanih fotonov pri tlaku 1500 Pa je 2.4×10^9 . Vpadna svetloba se v mediju absorbira, absorpcija je večja pri višjih tlakih. Nelinearni efekt v absorpciji je posledica velike intenzitete vpadnega žarka, zaradi katerega tarča lahko postane transparentna za resonančno polje [3]. V saturiranem območju je absorbirani delež vpadnega žarka pri prehodu skozi tarčo 1.4%.

Na sliki 6(a) so prikazani trije spektri izsevanega polja pri različnih tlakih. Oblika repov porazdelitve se s spreminjanjem tlaka v tarči nekoliko spreminja. Velika intenziteta vpadnega polja privede do nelinearnih efektov v tarči, zato oblika spektra izsevanega polja ni Lorentzova. Repi porazdelitve se modificirajo zaradi prisotnosti Rabijevih oscilacij. Spektralna širina pulza (FWHM) ostaja približno konstantna, kar je razvidno tudi iz slike 6(b), ki prikazuje spektralno širino izsevanega pulza v odvisnosti od tlaka v tarči. Na sliki 6(b) je prikazana tudi višina izsevanega pulza v odvisnosti od tlaka v tarči. Višina pulza eksponentno narašča in se pri tlaku 1100 Pa, pri katerem pride do saturacije, ustali.

7. Eksperiment

Samosprožene stimulirane emisije v zgoraj opisanem sistemu še niso opazovali, vendar pa so značilen močni izsev svetlobe opazovali v atomih neona. Na žarkovni liniji LCLS (Linac Coherent Light Source) laboratorija SLAC je potekal eksperiment [6], katerega cilj je bil opazovati hiter porast v številu fotonov z energijo 849 eV, ki se izsevajo pri sevalnem razpadu vzbujenega stanja $|1s\rangle$ v osnovno stanje $|2p\rangle$ neonovega iona Ne^{1+} . Na plinasto neonovo tarčo dolžine 1.4 cm pod tlakom ~ 670 mbar so usmerili žarek FEL z energijo fotonov 960 eV in dolžino 40 – 80 fs, katerega premer ob vstopu v tarčo je bil 1 – 2 μm in je v tarči ustvaril dolgo in ozko območje vzbujenih ioniziranih atomov. Gostota energijskega toka žarka FEL je tako dosegala vrednosti do 2×10^{17} W cm^{-2} .

Ta sistem se nekoliko razlikuje od trinivojskega sistema v heliju, saj vpadni žarek z energijo nad robom K neona (870.2 eV) neonove atome ionizira. Ker je presek za fotoionizacijo valenčnih lupin pri teh visokoenergijskih fotonih za red velikosti manjši kot presek za ionizacijo notranjih lupin, večina populacije preide v stanje $|1s\rangle = |1s^1 2s^2 2p^6\rangle$. To ima končen življenjski čas in razpada preko več razpadnih kanalov. Glavni je Augerjev razpad, pri katerem en elektron iz višje lupine zasede vrzel v notranji lupini in pri tem preko coulombske interakcije prenese energijo na drug elektron, ki zapusti atom. Ta proces predstavlja izgube. Ionizirano stanje lahko z 1% verjetnostjo razpade tudi radiativno v osnovno ionsko stanje $|2p\rangle = |1s^2 2s^2 2p^5\rangle$, pri čemer se izseva svetloba z valovno dolžino 1.46 nm (kar odgovarja energiji fotonov 849 eV).

V eksperimentu so opazili značilno eksponentno odvisnost povprečnega števila prepuščenih izsevanih fotonov od povprečne energije pulza FEL na tarči. Pri podvojitvi energije pulza FEL iz 0.12 na 0.24 μJ se je število izsevanih fotonov v povprečju povečalo za štiri rede velikosti. Ocenjena dolžina izsevanih pulzov je 5 fs FWHM. Neonov plin je atenuiral žarek FEL za faktor 2.5×10^3 in izsevani žarek za faktor 2. Opažena porazdelitev števila izsevanih fotonov pri dani intenziteti žarka FEL je bila precej široka, kar je posledica stohastične narave stimulirane emisije. Širina (FWHM) neonove črte $K\alpha$ je bila omejena z ločljivostjo instrumenta in je znašala 2 eV. Spektralna širina pulzov, ocenjena s pomočjo Fourierove transformacije časovnega profila izsevanih pulzov, je znašala 0.27 eV.

V eksperimentu je bil torej realiziran laser, ki deluje v rentgenskem območju in lahko proizvede zelo kratke (\sim fs) pulze z večjo intenziteto in krajšo valovno dolžino kot dosedanji atomski rentgenski laserji. Poleg tega takšna shema zagotavlja večjo stabilnost valovne dolžine, monokromatičnost in izboljšano časovno koherenco v primerjavi s sodobnimi laserji na proste elektrone.

8. Zaključek

V prispevku je opisan proces samosprožene stimulirane emisije, pri katerem prehod kratkega sunka svetlobe skozi gost plin privede do močnega stimuliranega izseva svetlobe. Izsevani žarek ima majhno spektralno širino ter veliko intenziteto in časovno koherenco. S tako shemo torej vpadni žarek energijsko pretvorimo v monokromatski izhodni žarek. Predstavljeno je teoretično ozadje procesa ter numerične simulacije za primer plinaste tarče iz atomov helija. Opisana shema pa šele odpira pot do dvobarvnih virov svetlobe. S prilagajanjem oblike in gostote tarče bi lahko dosegli večjo jakost in časovno koherenco izsevanega žarka, uporaba plinastega vodika ali drugih lahkih elementov pa bi privedla do stimuliranih žarkov s krajšo valovno dolžino in zelo majhno spektralno širino. Eksperimenti na takih sistemih že potekajo.

LITERATURA

- [1] P. Emma, R. Akre, J. Arthur, R. Bionta, C. Bostedt, J. Bozek, A. Brachmann, P. Bucksbaum, R. Coffee, and F. Decker et al., *First lasing and operation of an ångstrom-wavelength free-electron laser*, *Nature Photonics* **4** (2010), 641-647.
- [2] V. Letokhov, *Laser control of atoms and molecules*. Oxford University Press, 2007.
- [3] P. Lambropoulos, D. Petrosyan, *Fundamentals of Quantum Optics and Quantum Information*. Springer Berlin Heidelberg, 2007.
- [4] J. Fleck, *Ultrashort-Pulse Generation by Q-Switched Lasers*, *Physical Review B* **1** (1970), 84-100.
- [5] O. Larroche, D. Ros, A. Klisnick, A. Sureau, C. Möller, and H. Guennou, *Maxwell-Bloch modelling of x-ray-laser-signal buildup in single- and double-pass configurations*, *Physical Review A* **62**, (2000), 043815.
- [6] N. Rohringer et al., *Atomic inner-shell X-ray laser at 1.46 nanometres pumped by an X-ray free-electron laser*, *Nature* **481** (2012), 488-491.