

## ЗВЫШВЫПРАМЕНЬВАННЕ Ў ТОНКІМ РЭЗАНАНСНЫМ СЛОІ З УЛІКАМ КВАЗІРЭЗАНАНСНАЙ ПАЛЯРЫЗУЕМАСЦІ АКТЫЎНЫХ ЦЭНТРАЎ

<sup>1</sup>Юрэвіч У.А., <sup>1</sup>Цімошчанка А.В., <sup>2</sup>Юрэвіч Ю.У.

<sup>1</sup>Магілёўскі дзяржаўны ўніверсітэт імя А.А. Куляшова

<sup>2</sup>Магілёўскі дзяржаўны ўніверсітэт харчавання

**Увядзенне.** У ходзе звышвыпраменьвання (ЗВ) кагерэнтнае светлавое поле вымушае да самафазіроўкі актыўныя цэнтры – першапачаткова незкарэляваная сістэма за кошт унутраных дыпольных узаемадзеянняў часцінак, якія ўтвараюць актыўнае асяроддзе, пераходзіць у карэляваны стан. Аптычнае звышвыпраменьванне ўяўляе сабой прыклад калектыўных паводзінаў шмататамных сістэм, калі скід інверсіі актыўных атамных дыполяў прыводзіць да высвечвання імпульсу ЗВ. Дасягненне зладжанасці фаз дыполяў увогуле тлумачаць двума прычынамі – узаемадзеяннем атамаў праз электрамагнітнае поле выпраменьвання і нелінейнасцю ваганнеў электронаў унутры атама [1].

Ўплыў нелінейнасці ўнутрыатамных асцылягарных рухаў электронаў узмацняеца ва ўмовах квазірэзананснай палярызацыі, абумоўленай наяўнасцю ў энергетычнай структуры атамных дыполяў пераходаў, блізкіх да асноўнага і здольных паглыпаць рэзананснае выпраменьванне. Змена заселенасці узроўняў пераходу здольна абумовіць аўтамадуляцыйнае зрушэнне спектральных ліній поля, і гэтак зрушэнне аказваеца практычна безьмернай звязаным з хістаннямі інтэнсіўнасці светлавога поля. Спектральнае пашырэнне і яго наступствы ўяўляюцца значнымі пры генерацыі кагерэнтнага выпраменьвання ў паўправадніковых квантавапамерных структурах [2].

**Пастаўка задачы і асноўныя раўнанні.** Квантавапамерныя паўправадніковыя структуры выкарыстоўваюцца як інверсныя матэрыялы. У паўправадніковых асяроддзях працэс ЗВ развіваеца як калектыўная спантанная рэкамбінацыя. Таму ўяўляеца лагічнай пастаўка задачы вывучэння ЗВ у межавым прышаверхневым пласту квантавапамернай структуры, разглядаемай у набліжэнні звыштонкага слоя рэзанансных атамаў. Ў адрозненне ад вядомых задач па тэматыцы ЗВ, у атрыманым надалей вырашэнні ўлічаны ўплыў квазірэзананснай палярызацыі. Квазістацыянарнае набліжэнне раўнанняў паўкласічнага падыходу ў схеме разліку пры дапушчэнні аднароднага поля ў прышаверхневым пласту прыводзіць да фармулёўкі выкарыстанай у [3] мадыфікацыі сістэмы Максвелла – Блоха для нармаваных амплітуд напружанасці поля і матэрыяльных зменных палярызаванасці і інверсіі:

$$E = \frac{\mu}{\hbar} \epsilon_m + \frac{1}{\tau_R} [\rho + i\beta(1-n)E], \quad I_R = \frac{|\rho|^2}{\tau_R^2 + \beta^2(1-n)^2}, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \rho = n E, \quad \frac{d}{dt} n = -\frac{1}{2}(\rho^* E + \rho E^*), \quad \tau_R = \frac{\hbar \epsilon_0 c}{\mu^2 \omega N l}, \quad \beta = 2\pi \Delta \alpha \frac{\hbar \epsilon_0}{\mu^2}.$$

дзе  $E$  – нармаваная напружанасць дзеючага ў асяроддзі поля,  $\epsilon_m$  – напружанасць поля пачатковай люмінесценцыі на частаце  $\omega$ , роўнай рэзананснай частаце  $\omega_0$ ,  $I_R$  – нармаваная інтэнсіўнасць ЗВ,  $\mu$  – дыпольны момант пераходу,  $Nl$  – паверхневая шчыльнасць актыўных цэнтраў ( $l$  – таўшчыня пласта),  $\Delta \alpha$  – рознасць палярызуемасцей рэчыва слою ў

асноўным і ўзбуджаным станах, значная ва ўмовах наяўнасці пераходаў, суседніх з рэзанансным, але здольных рэагаваць на рэзананснае светлае поле.

**Рашэнне задачы для формы імпульсу ЗВ.** Дынаміка кампанентаў матэрыяльнага водгуку вызначае працэс узмацнення пры дасягненні максімальнай інверсіі  $n(t=0) = 1$  у пласце. Натуральна дапусціць у пачатковы момант  $t=0$  адсутнасць карэляцыі ў ансамблі дыполяў –  $\rho(t=0) = 0$ . Далей можна вызначыць, што пры нязначнасці пачатковай люмінесцэнцыі ( $\epsilon_m \approx 0$ ) рашэнне (1) адносна  $\rho(t)$  і  $n(t)$  задавальняюць стасаванню  $|\rho|^2 + n^2 = 1$ . Вядома, напрыклад, з [4], што гэтым інтэгралам прадстаўлены закон захавання палярнага кута вектара Блоха. Яго выраз у дадзеным выпадку дае магчымасць атрымаць рашэнні для інверсіі населенасці і інтэнсіўнасці  $I_R$  ў выглядзе:

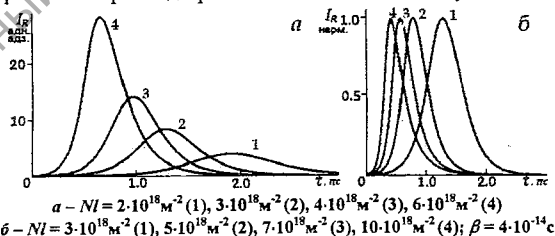
$$t = \tau_R \ln \frac{1-n}{1+n} + \frac{2\beta^2}{\tau_R} \ln(1+n), \quad I_R = \frac{1-n^2}{\tau_R^2 + \beta^2(1-n)^2}. \quad (2)$$

Пры  $\beta=0$  (у адсутнасці квазірэзанансных кампанент палярызцыі) рашэнні (2) выказваюць вядомыя, напрыклад, з [1] ці [4], залежнасці. Ход інверсіі апісваецца  $\text{th}(t/2\tau_R)$ , інтэнсіўнасць выяўляецца як  $\text{sch}^2(t/2\tau_R)$ . Характэрны тэрмін звышвыпамянення  $\tau_R$  зваротна прапарцыянальна  $N$ . Таму пікавая інтэнсіўнасць імпульсу на частаце  $\omega$ , шчыльнасць энергіі ў якім вызначаецца лікам выпрамяняных квантаў  $N\hbar\omega$ , атрымліваецца ў ідэальным выпадку прапарцыянальна  $N^2$ . У выніку выпрамяненні імпульс сіметрычнай формы аказваецца асабліва магутным, што і адпавядае з'яве ЗВ. Адзначаем далей, што ўплыў аўтамадуляцыйнага пашырэння, мяркуючы па выразы (2), павінна прыводзіць да змены формы імпульсу і зніжэння яго пікавай магутнасці. Нескладана выявіць, што пікавае значэнне  $I_R$  тады дасягаецца пры такой велічыні інверснай заселенасці:

$$n = 1 + \frac{\tau_R^2}{2\beta^2} \frac{\tau_R^2}{2\beta^2} \sqrt{1 + 4 \frac{\beta^2}{\tau_R^2}},$$

гэта значыць, пры адносна больш высокай інверсіі, і залежнасць пікавай інтэнсіўнасці імпульсу ад канцэнтрацыі  $N$  ужо розніцца ад квадратичнай. Па адносінах да выпадку адсутнасці квазірэзананснай палярызцыі імпульс ЗВ увогуле павінен характарызавацца асіметрыяй франтоў і меншай пікавай магутнасцю, тэмпаральная залежнасць населенасці – больш спадзістай крывой «скіду» інверсіі.

Велічыня  $n$  уяўляе сабой імавернасную зменную. Яе змяненне адбываецца ў межах  $(-1, 1)$ , таму вызначэнне залежнасцяў  $n(t)$  і  $I_R(t)$ , няўна выражаемых (2), зручна зрабіць параметрычнам разлікам. Прыклады разліка паказаны на малюнку 1.



Малюнак 1. Залежнасць формы імпульсу звышвыпрамянення ад шчыльнасці  $N$

Малюнак 1 дэманструе рост асіметрыі, адпаведную моцную дэфармацыю імпульсу ЗВ з рэзкім нарастаннем пярэдняга франту і скарачэнне яго працягласці (у частках пікасекунды) пры

павеліченні канцентрації актыўных дыпольных часцінак. Ілюстрацыя гэтых асаблівасцяў дынамікі ЗВ прыводзіцца ў адносных адзінках (фрагмент а малюнка) і ў нармаванай форме (фрагмент б).

Спіс літаратуры

1. Меньшиков Л.И. Сверхизлучение и некоторые родственные явления // УФН. – 1999. – Т 169, вып. 2. – С.113-145.
2. Алфёров Ж.И. и др. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры // ФТП.– 1998.– Т.32. №4.– С.385-410.
3. Юревич Ю.В., Юревич В.А. Импульсы сверхизлучения в тонком инверсном слое // Веснік МДУ імя А.А. Куляшова. Сер. В. Прыродазнаўчыя навукі. – 2015. – №2 (46). – С.45-52.
4. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. – Москва: Мир, 1978. – 224 с.