

УДК 539.184.28

В.Л. Добряков, к.ф.-м.н., доц.
Житомирський державний технологічний університет

СУБРАДІАЦІЙНА СТРУКТУРА СТОКСОВОЇ (АНТИСТОКСОВОЇ) КОМПОНЕНТИ В УМОВАХ ІНТЕНСИВНОЇ НЕРЕЗОНАНСНОЇ НАКАЧКИ ДВОРІВНЕВОЇ СИСТЕМИ

В першому порядку теорії збурень за квантованими полями отримано ефективний гамільтоніан системи «атом+поля» щодо чотирьохчастинного комбінаційного процесу $\omega_s = \omega_L + \omega_s - \omega_L (\omega_{as} = \omega_L + \omega_L - \omega_s)$, де $\omega_L = \omega_{21} + \omega_s (\omega_L = \omega_{as} - \omega_{21})$ – частота інтенсивної нерезонансної хвилі накачки (класичний опис), $\omega_s (\omega_{as})$ – слабке квантоване поле стоксової (антистоксової) частоти, ω_{21} – частота атомного переходу $1 \rightarrow 2$. Знайдено частотний спектр системи і показано, що стоксова (антистоксова) компонента має субрадіаційну структуру.

Ключові слова: інтенсивна накачка, ефективний гамільтоніан, комбінаційний процес, стоксова (антистоксова) частота, субрадіаційна структура.

Постановка завдання та його актуальність. Нелінійні властивості рідин та газів останнім часом інтенсивно вивчаються [1–3]. Це обумовлено двома основними обставинами: по-перше, високою однорідністю і високою променевою стійкістю таких середовищ, і, по-друге, значним підсиленням їх нелінійних властивостей при наявності оптичних резонансів. Їх домінуючий нелінійний відгук визначається членами третього порядку в розкладі нелінійної сприйнятливості. На відміну від кристалів, просторовий розмір цих середовищ фактично нічим не обмежений. Отже, в практичних застосуваннях можна використовувати більші довжини взаємодії, які дозволяють уникати високих інтенсивностей випромінювання, необхідних при роботі з відгуками третього порядку. Крім того, на рідини та гази не розповсюджуються ті обмеження щодо інтенсивності, які мають місце для твердих тіл внаслідок їх оптичного руйнування.

Властивості резонансного підсилення, за допомогою якого інтенсивність нелінійної взаємодії може бути збільшена на багато порядків, якщо частота лазерного випромінювання налаштована на відповідний енергетичний рівень середовища, проявляються найбільш яскраво саме в рідинах та газах, особливо в атомарних газах з дуже вузькими лініями поглинання. Саме ця властивість газових середовищ приводить до широкого використання нелінійних оптичних методів в такій області, як виробництво спектроскопічних джерел, та загальному покращенню умов проведення нелінійних оптичних експериментів.

Дійсна робота виконується в межах науково-дослідної роботи «Синтез і фізичні властивості композитних матеріалів на основі халькогенідного скла та наночастинок напівпровідникових сполук» (номер держреєстрації РК № 0111U001777) і є продовженням досліджень [4–6]. В них, насамперед, показано, що складна структура спектра поглинання (випромінювання) атомом пробного сигналу в полі інтенсивної резонансної накачки (субрадіаційна структура; частоти, кратні частоті Рабі) і при чотирьоххвильовому змішуванні хвиль є проявом параметричного резонансу, який зумовлено багатотонними процесами взаємодії системи «атом+поля».

Метою проведення досліджень є теоретичні методи отримання спектрів систем, що знаходяться в інтенсивних резонансних полях.

Викладення основного матеріалу досліджень. Нехай в нелінійному газовому середовищі з атомів лужних металів у напрямку осі z розповсюджується інтенсивна хвиля накачки з частотою ω_L . Розглянемо комбінаційний чотирьох частинний процес з утворенням стоксової (антистоксової) компоненти $\omega_s = \omega_L + \omega_s - \omega_L (\omega_{as} = \omega_L + \omega_L - \omega_s)$. І врахуємо резонансний випадок, коли $\omega_{21} = \omega_L - \omega_s (\omega_{21} = \omega_{as} - \omega_L)$. Тут ω_{21} – частота атомного переходу між рівнями атома $1 \rightarrow 2$. Таким чином, маємо дворівневу систему, яка знаходиться в полі інтенсивної нерезонансної накачки (ω_L) і стоксової (антистоксової) хвилі з частотою $\omega_s (\omega_{as})$. Слабкі комбінаційні поля будемо вважати квантованими. В представленні взаємодії та в електричному дипольному наближенні гамільтоніан системи «атом+поля» має вигляд:

$$\hat{H}_i = \sum_{\omega_a} \hat{V}(\omega_a, r, t) e^{-i\omega_a t} - \hbar^{-1} \hat{P}(t) \hat{E}(r, t), \quad (1)$$

де $\hat{V}(\omega_a, r, t) = -\frac{1}{2\hbar} P_{ka}(t) E(\omega_a) e^{-ik_a r}$; $P_{ka}(t) = (\hat{P}(t) \bar{e}_{ka})$ – оператор взаємодії атома з класичним полем накачки; $\hat{E}(r, t) = i \sum_k C_k e_k (a_k(t) e^{-ikr} - a_k^+(t) e^{ikr})$ – оператор напруженості електричного поля; \bar{e}_{ka} – вектор

поляризації хвилі; $C_k = (2\pi\hbar\omega_k/V)^{1/2}$; V – об'єм середовища; a_k, a_k^+ – оператори знищення та народження фотонів, часова залежність яких у відсутності взаємодії з атомом має вигляд:

$$a_k(t) = a_k(0)e^{-i\omega_k t}; \quad a_k^+(t) = a_k^+(0)e^{i\omega_k t}.$$

При врахуванні взаємодії з атомом оператори $a_k(0), a_k^+(0)$ стають повільними функціями часу.

За допомогою відомої процедури, що детально викладено в [2], гамільтоніан (1) приводиться до ефективного вигляду, матричні елементи якого набувають такої форми:

$$\left(\hat{H}_{ef}\right)_{mn} = \overline{\left(\hat{H}_i(t)\right)_{mn}} - i \sum_{s \neq 1,2} \int_0^t \overline{\left(\hat{H}_i(t)\right)_{ms}} \left(\hat{H}_i(t-\tau)\right)_{sn} d\tau, \quad (2)$$

де $m, n = 1, 2$, а риска означає усереднення за часом, набагато більшим періодів коливань атомних диполів та електромагнітних полів.

Для випадку, що ми розглядаємо, з (2), після усереднення, маємо:

$$\left(\hat{H}_{ef}\right)_{mn} = i \sum_{\pm\omega_s, \omega_a = \pm\omega_s, \pm\omega_a} \frac{V_{ms}(\omega_L)(Pe_k)_{sn}}{\omega_{ns} + \omega_a} C(\omega_a) a_a e^{-i(k_s r - (\omega_{ms} + \omega_a + \omega_s)t)}.$$

За допомогою матриць Паулі ефективний гамільтоніан системи «атом+поля» можна подати таким чином:

$$\hat{H}_{ef} = \sigma_- \left(\xi a_{as} e^{i(\omega_{21} - \omega_{as} + \omega_s)t} + \eta a_s^+ e^{i(\omega_{21} + \omega_s - \omega_a)t} \right) + E.C., \quad (3)$$

де

$$\xi = i \sum_s C(\omega_{as}) \frac{V_{2s}(-\omega_L)(P_{as})_{s1}}{\omega_{1s} + \omega_{as}} e^{ik_s r};$$

$$\eta = -i \sum_s C(\omega_s) \frac{V_{2s}(\omega_L)(P_s)_{s1}}{\omega_{1s} - \omega_s} e^{-ik_s r};$$

$E.C.$ – операція ермітового спряження.

За допомогою канонічного перетворення з унітарним оператором:

$$\hat{S} = e^{-i\frac{\omega_{21}}{2}\hat{\sigma}_z t} e^{i(\omega_s - \omega_L)\hat{n}_s t} e^{i(\omega_{as} - \omega_L)\hat{n}_{as} t}; \quad \hat{n}_s = a_s^+ a_s; \quad \hat{n}_{as} = a_{as}^+ a_{as}, \quad \hat{\sigma}_z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}.$$

Ефективний гамільтоніан (3) приводиться до вигляду, який не залежить від часу:

$$\tilde{H}_{ef} = -\frac{\omega_{21}}{2} \hat{\sigma}_z + \Omega_s \hat{n}_s + \Omega_{as} \hat{n}_{as} + \sigma_- \left(\xi a_{as} + \eta a_s^+ \right) + E.C.; \quad (4)$$

$$\Omega_s = \omega_s - \omega_L; \quad \Omega_{as} = \omega_{as} - \omega_L$$

і є оператором вигляду $\tilde{H}_0 + \tilde{W}$, де $\tilde{H}_0 = -\frac{\omega_{21}}{2} \hat{\sigma}_z + \Omega_s \hat{n}_s + \Omega_{as} \hat{n}_{as}$, тобто є гамільтоніаном двох незалежних підсистем «атом» + «поля», а оператор взаємодії \tilde{W} – зумовлює переходи між їх різними стаціонарними станами та описує багатифотонні процеси взаємодії атома з електромагнітними полями. При переходах між різними стаціонарними станами системи повинен виконуватись закон збереження енергії. Тому

$$-\omega_{21} = (\omega_s - \omega_L)m_s - (\omega_{as} - \omega_L)m_{as},$$

де m_s, m_{as} – кількість стоксових (антистоксових) фотонів.

З останнього виразу знаходимо: оскільки $\omega_s - \omega_L = -(\omega_{as} - \omega_L)$, то $\omega_s - \omega_L = -\frac{\omega_{21}}{n}$; $n = m_s + m_{as}$ і

$$\omega_s = \omega_L - \frac{\omega_{21}}{n}; \quad \omega_{as} = \omega_L + \frac{\omega_{21}}{n} \quad (n - \text{будь які цілі числа}).$$

З останніх формул видно, що лінія стоксової (антистоксової) частоти має субрадіаційну структуру. Отже, складний характер спектрів систем, що знаходяться в інтенсивних електромагнітних полях, має загальний характер для широкого класу нелінійних оптичних взаємодій.

Висновки. Отримані результати можуть бути використані при розробці приладів квантової електроніки при перетворенні оптичних частот, коли когерентне випромінювання, що генерується лазером в одному діапазоні спектра, перетворюється в когерентне випромінювання, яке належить зовсім іншому діапазону. Цим способом можна отримати когерентне випромінювання в таких ділянках спектра, які не перекриваються частотами випромінювання самих лазерів. Прикладом такої розробки може бути використання оптичних взаємодій для отримання спектрів атомарних газів із роздільною здатністю, що перевищує доплеровську границю. Цим питанням будуть присвячені подальші теоретичні дослідження.

Список використаної літератури:

1. *Hilbig R., Wallenstein R.* // IEEE J. Quantum. Electron., QE-17, 1566 (1981).
2. *Prior Y., Bogdan A.R., Bloembergen* // Phys. Rev. Lett., 46, 111 (1981).
3. *Rhodes C.K.* // Top. Meet. Laser Tech. Spectros., Boulder, Colo. Pap. MC1 (1982).
4. *Dobryakov V.L.* // Proc. XXVII Colloquium Spectroscopicum International. – Bergen, Norway. – 1991.
5. *Верлан Э.М., Добряков В.Л.* // Опт. и спектр. – 1993. – Т. 75. – № 2. – С. 251–258.
6. *Dobryakov A.L., Kovalenko S.A., Weigel A., Perez-Lustres J.L., Lange J., Müller A., Ernsting N.P.* // Rev. Sci. Instrum. 81, 113106 (2010).

ДОБРЯКОВ Володимир Львович – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри фізики Житомирського державного технологічного університету.

Наукові інтереси:

- квантова радіофізика;
- квантова електроніка: взаємодія інтенсивного випромінювання (резонансного або нерезонансного) з газовими середовищами;
- вивчення та дослідження їх нелінійних відгуків та спектрів поглинання (випромінювання).

Стаття надійшла до редакції 10.09.2013