ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LXXXIII 1986 3

УДК 535.371

ФИЗИКА

С. Т. Геворкян, Г. Ю. Крючков

Развитие параметрической флуоресценции из спонтанных процессов

(Представлено академиком АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 15/IV 1986)

1. Роль квантовых флуктуаций электромагнитного поля в параметрических процессах выяснена не в полной мере и в последнее время усиленно обсуждается. В настоящей работе эта проблема исследуется применительно к процессу спонтанной параметрической флуоресценции, т. е. преобразованию фотонов поля накачки в фотоны других частот слабого поля, в атомарной среде двухуровневых атомов.

Вынужденный по слабому полю аналогичный процесс описывался обычно полуклассическими уравнениями Максвелла—Блоха и для случая двухуровневой резонансной среды исследовался в работах ([1–3]). При полуклассическом описании переход к спонтанному случаю, когда на входе в среду слабые поля отсутствуют, осуществляется формальным образом заменой входного сигнала на нулевые колебания поля излучения. Здесь приводится квантово-электродинамическая теория, в которой спонтанные процессы описываются естественным образом. Учитываются также эффекты насыщения и расщепления атомных уровней, обусловленные действием резонансного, монохроматического поля.

2. Рассматривается среда двухуровневых атомов с плотностью N в монохроматическом поле с частотой ω вблизи частоты атомного перехода ω_0 ($\varepsilon=\omega_0-\omega\ll\omega_0$).

В стационарном режиме для временных интервалов, превышающих обратную спонтанную ширину возбужденного уровня γ^{-1}, квантовые уравнения распространения вдоль оси X для медленно меняющихся операторов рождения и уничтожения $a_1(x)$, $a_2(x)$ двух мод поля излучения с частотами $\omega_1\neq\omega$, $\omega_2\neq\omega$, связанными условием $\omega_1+\omega_2=2\omega$, имеют следующий вид:

$$\frac{d}{dx}a_1(x)=\alpha_1 a_1(x)+k_2^* e^{i\Delta kx}a_2^+(x)+F_1(x),$$

$$\frac{d}{dx}a_2^+(x)=\alpha_2 a_2^+(x)+k_1 e^{-i\Delta kx}a_1(x)+F_2^+(x). \qquad (1)$$

Коэффициенты α_s и k_s, $s=1, 2$, в приближении $\Omega=\sqrt{\varepsilon^2+4|v|^2}\gg\gamma$ (где $v=-\vec{E}\vec{d}$ — матричный элемент взаимодействия атома с полем), непересекающихся спектральных линий — „трехфотонной“ $\omega_{тф}=\omega-\Omega$ и резонансной $\omega_p=\omega+\Omega$, равны (см., например, ([4])):

$$\alpha_s=\frac{\pi\omega_s N}{2\hbar c}(\rho_{11}-\rho_{22})\Gamma|(\vec{e}_s\vec{d})|^2\left\{\frac{(1-\varepsilon/\Omega)^2}{(\omega_s-\omega_{\text{тф}})^2+\Gamma^2}-\frac{(1-\varepsilon/\Omega)^2}{(\omega_s-\omega_p)^2+\Gamma^2}\right\}, \tag{2}$$

$$k_{1,2}=\frac{2\pi N}{\hbar c}\sqrt{\omega_1\omega_2}\left(\frac{v^*}{\Omega}\right)^2(\vec{e}_1\vec{d})(\vec{e}_2\vec{d})(\rho_{11}-\rho_{22})\times$$

$$\times\left|\frac{1}{\Gamma-i(\omega_{1,2}-\omega_p)}-\frac{1}{\Gamma-i(\omega_{1,2}-\omega_{\text{тф}})}\right|, \tag{3}$$

где $\vec{e}_{1,2}$—векторы поляризаций фотонов двух мод;

$$\rho_{11}-\rho_{22}=\frac{2\varepsilon}{\Omega+\varepsilon^2/\Omega},\quad \rho_{11}+\rho_{22}=1, \tag{4}$$

ρ_{11}, ρ_{22}—стационарные населенности квазиэнергетических состояний, $\Gamma=\gamma/2(1+2|v|^2/\Omega^2)$—спектральная ширина.

Уравнения (1) справедливы в приближении слабых волн и в марковском приближении. В них Δk является x-компонентой разности волновых векторов в среде $2\vec{k}-\vec{k}_1-\vec{k}_2$ слабых волн и поля накачки, а ланжевеновские операторы $F_{1,2}(x)$ являются источниками квантовых шумов ([5]). Вычисление с помощью аппарата матрицы плотности двух мод поля излучения, с условием $\omega_1+\omega_2=2\omega$, приводит к следующим результатам:

$$\langle F_s^+(x)F_s(x')\rangle=\frac{\beta_s}{\beta_s-2\alpha_s}\langle F_s(x)F_s^+(x')\rangle=\beta_s\delta(x-x'), \tag{5}$$

$$\langle F_2(x)F_1(x')\rangle=\frac{\lambda^*-k_2^*}{\lambda^*-k_1^*}\langle F_1(x)F_2(x')\rangle=e^{i\Delta kx}(\lambda^*-k_2^*)\delta(x-x'), \tag{2}$$

($s=1, 2$), для средних по основному состоянию атома и произвольному состоянию указанных мод поля излучения от произведения ланжевеновских операторов. Коэффициенты β_s и λ при $\Omega\gg\gamma$ равны:

$$\beta_s=\frac{\pi\omega_s N}{\hbar c}|(\vec{e}_s\vec{d})|^2\Gamma\left[\frac{(1-\varepsilon/\Omega)^2\rho_{11}}{(\omega_s-\omega_{\text{гф}})^2+\Gamma^2}+\frac{(1+\varepsilon/\Omega)^2\rho_{22}}{(\omega_s-\omega_p)^2+\Gamma^2}\right], \tag{7}$$

$$\lambda=-\frac{2\pi N}{\hbar c}\sqrt{\omega_1\omega_2}\left(\frac{v^*}{\Omega}\right)^2(\vec{e}_1\vec{d})(\vec{e}_2\vec{d})\times$$

$$\left[\frac{\rho_{11}}{\Gamma+i(\omega_1-\omega_{\text{тф}})}+\frac{\rho_{22}}{\Gamma+i(\omega_1-\omega_p)}+(\omega_1)\to(\omega_2)\right]. \tag{8}$$

3. Сделаем замечание о корреляционных функциях (5), (6), которыми определяются спонтанные вклады в параметрические процессы. Функция $\langle F_1F_2\rangle$ обычно принимается равной нулю, а в $\langle F_sF_s^+\rangle$ не учитываются эффекты насыщения. Полученные для двухуровневого атома выражения (5), (6) имеют лоренцевскую форму и максимальны в областях линий ω_p и $\omega_{\text{гф}}$. При $\omega_1\simeq\omega_{\text{гф}}$ для их отношений получаем

$$\langle F_1F_2\rangle|/\langle F_1^+F_1\rangle\simeq\frac{\Omega^2}{|v|^2}\left(1+\frac{\varepsilon}{\Omega}\right)^4,\quad |\langle F_2F_1\rangle|/\langle F_2^+F_2\rangle\simeq\frac{\Omega^2}{|v|^2}\left(1-\frac{\varepsilon}{\Omega}\right)^4, \tag{9}$$

откуда следует, что корреляционная функция (6) сравнима по величине с функцией (5)*.

4. Усредняя уравнения по когерентным состояниям $a_{1,2}|z_{1,2}\rangle = z_{1,2}|z_{1,2}\rangle$ поля излучения, с учетом соотношения $\langle F_s\rangle=0$, получаем известные полуклассические уравнения ([23]). Формальное решение операторных уравнений (1) стандартным методом для значения $\Delta k=0$, выраженное через свободные операторы поля излучения $a_s(0)$ при $x=0$, имеет следующий вид:

$$a_1(x) = \frac{1}{g_+-g_-}\Big\{\varphi_2(x)a_1(0)+k_2^*\varphi_0(x)a_2^+(0)+$$

$$+\int_0^x dx_1[k_2^*\varphi_0(x-x_1)F_2^+(x_1)+\varphi_2(x-x_1)F_1(x_1)]\Big\}, \qquad (10)$$

$$a_2^+(x) = \frac{1}{(g_+-g_-)}\Big\{\varphi_1(x)a_2^+(0)+k_1\varphi(x_0)a_1(0)+$$

$$+\int_0^x dx_1[k_1\varphi_0(x-x_1)F_1(x_1)+\varphi_1(x-x_1)F_2^+(x_1)]\Big\}.$$

В этих выражениях

$$2g_\pm=\alpha_1+\alpha_2\pm\sqrt{(\alpha_1-\alpha_2)^2+4k_1k_2^*} \qquad (11)$$

являются известными предэкспоненциальными множителями (3) и приняты следующие обозначения:

$$\varphi_0(x)=e^{g_+x}-e^{g_-x},$$

$$\varphi_{1,2}=(g_+-\alpha_{1,2})e^{g_+x}-(g_--\alpha_{1,2})e^{g_-x}. \qquad (12)$$

5. Обратимся к вычислению числа фотонов двух мод поля излучения $n_s(x)=\langle a_s^+(x)a_s(x)\rangle$ на длине x в среде. Приведем вначале результаты для малых длин распространения. Для вынужденного процесса, когда на входе имеются оба слабых поля с амплитудами z_1 и z_2, получаем

$$n_1(x)=n_1(0)+[\beta_1+2\alpha_1n_1(0)+2\mathrm{Re}(k_2z_1z_2)]x+\ \ldots \qquad (13)$$

Если на входе кроме поля накачки имеется лишь слабое поле с частотой ω_2, для возникающего параметрическим образом поля с частотой $\omega_1=2\omega-\omega_2$ получаем

$$n_1(x)=\beta_1x+[\alpha_1\beta_1+\mathrm{Re}(k_2\lambda^*)+|k_2|^2n_2(0)]x^2+\ \ldots, \qquad (14)$$

где $n_{1,2}(0)=|z_{1,2}|^2$. Физический смысл этих результатов, которые содержат спонтанный случай при $z_1=z_2=0$, ясен. Величина β_s, как следует из (7), определяет вероятность спонтанного излучения в области ω_p и $\omega_{\text{гф}}$ линий, а α_s содержит также вклад процессов поглощения, которым соответствуют ее отрицательные части в (2). Коэффициенты k_s и λ обусловлены двухфотонными процессами. Это следует

* Смешанная корреляционная функция учтена для процесса вырожденного четырехволнового смешения ([6]).

из результатов работы ([1]), а также из соотношения $\langle a_1(x)a_2(x)\rangle = \lambda^* x + \ldots$, при усреднении по вакуумным состояниям поля излучения, т. е. для спонтанной „двухфотонной амплитуды“.

В спонтанной параметрической флуоресценции без затравочных слабых полей поле накачки усиливает спонтанные процессы и в приближении наибольшего усиления, в области $\mathrm{Re}\,g_+ > 0$ и больших длин, получаем

$$n_1(x) = \frac{1}{2|g_+ - g_-|^2 \mathrm{Re}\,g_+}\left\{\beta_1|g_+ - \alpha_2|^2 + \beta_2|k_2|^2 + 2\mathrm{Re}(k_2^* \lambda(g_+^* - \alpha_2))\right\} e^{2\mathrm{Re}\,g_+ x}. \quad (15)$$

Коэффициент усиления в (15) такой же, как для вынужденного процесса. Множители при экспоненте зависят от частоты ω_1 и параметров поля накачки. При $|v/\varepsilon| = 1/2$ и в окрестности $\omega_1 \simeq \omega_{\text{тф}}$ отношение третьего члена к первому равно: −1,02; −0,74; 0,05; 2,83 для значений $(\omega_1 - \omega_{\text{тф}})/\Gamma = 0$; 0,5; 1; 2 соответственно. В этих областях вклад второго члена мал, более точно его отношение к первому, равное: 0,03; 0,06; 0,12 для значений $(\omega_1 - \omega_{\text{тф}})/\Gamma = 0$; 1; 2.

Авторы выражают благодарность академику АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляну за обсуждения.

Институт физических
исследований Академии наук
Армянской ССР

Ս. Թ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Գ. Յու. ԿՐՅՈՒՉԿՈՎ

Պարամետրիկական ֆլուորեսցենցիայի զարգացումը սպոնտան պրոցեսներից

Ռեզոնանսային ատոմական միջավայրում, մղման դաշտի առկայությամբ հաշված է սպոնտան պարամետրիկական ֆլուորեսցենցիայի ինտենսիվությունը։ Ցույց է տրված, որ այդ երևույթը պայմանավորված է մեկ և երկու ֆոտոնային սպոնտան ճառագայթմամբ։

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *В. М. Арутюнян, Е. Г. Канецян, В. О. Чалтыкян*, ЖЭТФ, т. 59, с. 195 (1973). [2] *B. R. Mollow*, Phys. Rev., v. A 7, 1319 (1973). [3] *R. W. Boyd, M. G. Raymer, P. Harter* e. a., Phys. Rev., v. A 24, 411 (1981). [4] *Г. Ю. Крючков*, Препринт ИФИ — —85—113, Аштарак, 1985 [5] *М. Лэкс*, Флуктуации и когерентные явления, Мир, М., 1974. [6] *M. D. Reid, D. F. Walls*, Optics Comm., v. 50. 406 (1984). [7] *Г. Ю. Крючков, В. Е Мкртчян, М. Л. Тер-Микаелян* и др, ЖЭТФ, т. 88, с. 30 (1985).