УДК 530.18.535; 621.373.8

МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ КВАНТОВОЙ СТАТИСТИКИ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В СПЕКТРЕ РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

А.Д.Газазян, Б.В.Крыжановский

Институт оптико-нейронных технологий РАН

117333 Москва, ул.Вавилова 44/2. kryzhanov@mail.ru

Аннотация

Исследован спектр флуоресценции двухуровневого атома, возбуждаемого полем, состояние которого представляет собой суперпозицию когерентных состояний. Показано, что каждой моде квантово-статистического распределения падающего поля соответствует спектральная мода рассеянного излучения и по числу спектральных мод рассеянного излучения можно определить число статистических мод падающего поля. Такой результат является следствием того, что в квазиклассическом пределе статистические моды суперпозиционного состояния взаимодействуют с атомом независимо друг от друга.

1.Введение

В последнее время резко возрос интерес к вопросу о взаимодействии атома с электромагнитными полями в неклассическимх состояниях, интерес обусловленный возможными приложениями таких полей в оптической связи и квантовых компьютерах. Исследование флуоресценция атома представляется наиболее простым и эффективным способом наблюдения особенностей такого неклассического взаимодействия (широкий обзор экспериментальных и теоретических работ, посвященных этой теме, см. в [1,2]).

Для описания возбуждения атома обычно предполагается, что возбуждающее поле находится в когерентном состоянии - это состояние, в котором статистическое распределение числа фотонов имеет одну моду (экстремум). Такой подход обусловлен прежде всего принципиальной легкостью всех вычислений, поскольку когерентное состояние является собственным состоянием оператора уничтожения фотона и не изменяется в результате однофотонных процессов поглощения. Однако если предположить, что возбуждение осуществляется неклассическим полем, т.е. полем с многомодовой статистикой, то обнаружится ряд новых особенностей в резонансной флуоресценции, не наблюдаемых при возбуждении когерентным светом. Правда, возникающие при этом математические трудности не позволяют рассматривать произвольные интенсивности неклассических полей и вынуждают ограничивать исследования рамками теории возмущений. Так, в работах [3,4] показано, что во флуоресценции двухуровневого атома, взаимодействующего со сжатым вакуумом существует узкий диапазон частот Раби необычных форм спектров. В [5] рассмотрена задача о спектре резонансной флуоресценции в сжатый вакуум и обнаружена сильная зависимость ширины центрального пика от фазы возбуждающего поля. В работе [6] показано, что при затухании двухуровневого атома в широкополосный сжатый вакуум одна из компонент атомной поляризации затухает со скоростью, меньшей скорости спонтанного распада в обычный вакуум.

В настоящей работе рассмотрен случай возбуждения атома полем, волновая функция которого представляет собой суперпозицию когерентных состояний с произвольными фазами и амплитудами. Показано, что различия в состояниях возбуждающих полей на уровне квантовой статистики проявляются макроскопически в спектре флуоресценции. Эти проявления становятся тем ярче, чем выше интенсивность возбуждающего неклассического поля. Использование аппарата квазиэнергетических волновых состояний позволяет исследовать задачу без ограничений на интенсивность внешнего поля. Полученный результат, показывающий четкую зависимость числа спектральных мод рассеянного излучения от числа статистических мод падающей волны, напрямую связан с вопросом о возможности передаче и регистрации информации, записанной в оптическом импульсе на квантово-статистическом уровне.

2. Квазиэнергетические состояния

Рассмотрим взаимодействие двухуровневого атома с полем суперпозиционного состояния. Пусть состояние свободного поля Ψ_F до включения взаимодействия ($t = -\infty$) описывается некоторой суперпозицией когерентных состояний:

$$\Psi_F = \sum_{\mu} A_{\mu} \left|\alpha_{\mu}\right\rangle \qquad (1)$$

где $\left|\alpha_\mu\right\rangle$ - когерентное состояние [7], описывающее квазиклассическое поле с некоторой напряженностью E_μ . Гамильтониан системы в резонансном и электрическом дипольном приближениях имеет вид:

$$H = \hbar \sum_k \omega_k \, a_k^+ \, a_k + \hbar \, \omega_{21} \, \sigma_+ \, \sigma_- + \hbar \sum_k (g_k \, a_k^+ \, \sigma_- + g_k^* \, a_k \, \sigma_+) \qquad (2)$$

где a_k^+ и a_k - бозе-операторы рождения и уничтожения фотонов в моде k ; σ_+ и σ_- - спиновые операторы Паули, подчиняющиеся обычным коммутационным соотношениям, g_k - параметр связи в электро-дипольном приближении, нормированный таким образом [10,11], что величина

$$\gamma = 2\pi \sum_k |\, g_k|^2 \, \delta(\omega_k - \omega_{21}) \qquad (3)$$

есть вероятность спонтанного перехода атома с возбужденного уровня ψ_2 в основное состояние ψ_1 .

Для начала рассмотрим безрелаксационный режим взаимодействия, полагая внешнее поле квазимонохроматическим с несущей частотой ω_0 , близкой к частоте атомного перехода ω_{21} . В этом случае в гамильтониане (2) следует учитывать только одну спектральную моду $k = k_0$, соответствующую внешнему полю, и исключить из рассмотрения все прочие моды сплошного спектра, соответствующие полю вакуума. В соответствии с этим, в настоящем разделе для простоты изложения будем опускать индексы k .

Волновую функцию системы "атом во внешнем поле" ищем в виде разложения по невозмущенным атомным волновым функциям $\psi_{1,2}$ и состояниям с фиксированным числом фотонов $\left|n\right\rangle$:

$$\Psi = \sum_{n=0}^{\infty} \left(c_{1n} \, \psi_1 \left|n\right\rangle + c_{2n} \, \psi_2 \left|n-1\right\rangle e^{-i\Delta t} \right) \qquad (4)$$

где $\Delta = \omega_{21} - \omega_0$ - расстройка резонанса. Подставляя (4) в уравнение Шредингера для амплитуд разложения получим систему уравнений:

$$i\frac{dc_{1n}}{dt} = c_{2n}\, g_k^* \sqrt{n} \tag{5}$$

$$i\frac{dc_{2n}}{dt} = c_{1n}\, g_k^* \sqrt{n} + c_{2n}\Delta$$

Эта система уравнений имеет два независимых решения, соответствующих двум возможным состояниям свободного атома. Первое из этих решений определяется в виде:

$$c_{1n} = \sum_\mu A_\mu\, B_{1n}\, \frac{\alpha_\mu^n}{\sqrt{n!}}\, \exp\left(-i\lambda_{1n}t - \frac{1}{2}\left|\alpha_\mu\right|^2\right) \tag{6}$$

$$c_{2n} = \sum_\mu A_\mu\, B_{2n}\, \frac{\alpha_\mu^n}{\sqrt{n!}}\, \exp\left(-i\lambda_{1n}t - \frac{1}{2}\left|\alpha_\mu\right|^2\right)$$

а второе решение имеет вид:

$$c_{1n} = \sum_\mu A_\mu\, B_{2n}\, \frac{\alpha_\mu^n}{\sqrt{n!}}\, \exp\left(-i\lambda_{2n}t - \frac{1}{2}\left|\alpha_\mu\right|^2\right) \tag{7}$$

$$c_{2n} = -\sum_\mu A_\mu\, B_{1n}\, \frac{\alpha_\mu^n}{\sqrt{n!}}\, \exp\left(-i\lambda_{2n}t - \frac{1}{2}\left|\alpha_\mu\right|^2\right)$$

где:

$$B_{1n} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{1}{\sqrt{1+\xi_n^2}}\right)^{1/2}, \quad B_{2n} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+\xi_n^2}}\right)^{1/2}$$

$$\xi_n = 2\frac{\left|g_k\right|\sqrt{n}}{\Delta}, \quad \lambda_{1n} = \frac{\Delta}{2}\left(1 - \sqrt{1+\xi_n^2}\right), \quad \lambda_{2n} = \Delta - \lambda_{1n} \tag{8}$$

Здесь и далее мы опускаем несущественную фазу матричного элемента g_k .

Подставляя в выражение (4) амплитуды c_{1n} и c_{2n} в виде (6) или (7) и изменяя порядок суммирования получаем две ортонормированных волновых функции Ψ_1 и Ψ_2 и соответственно:

$$\Psi_1 = \sum_{\mu} \sum_{n=0}^{\infty} A_\mu \left(B_{1n}\, \psi_1 \left| n \right\rangle + B_{2n}\, \psi_2 \left| n-1 \right\rangle e^{-i\Delta t} \right) \frac{\alpha_\mu^n}{\sqrt{n!}} \exp\left(-i\lambda_{1n} t - \frac{1}{2}\left|\alpha_\mu\right|^2 \right)$$

$$\Psi_2 = \sum_{\mu} \sum_{n=0}^{\infty} A_\mu \left(B_{2n}\, \psi_1 \left| n \right\rangle - B_{1n}\, \psi_2 \left| n-1 \right\rangle e^{-i\Delta t} \right) \frac{\alpha_\mu^n}{\sqrt{n!}} \exp\left(-i\lambda_{2n} t - \frac{1}{2}\left|\alpha_\mu\right|^2 \right) \tag{9}$$

Состояние связанной системы "атом+поле" в общем случае описывается суперпозицией волновых функций $\Psi_{1,2}$, статвеса которых определяются характером включения заимодействия в каждом конкретном случае. Однако в наиболее прозрачном и интересном с физической точки зрения случае адиабатически медленного включения взаимодействия можно однозначно установить связь между состояниями систеы до и после включения взаимодействя. Для этого следует заметить, что при адиабатическом выключении взаимодействия атома с полем ($g_k \to 0$) состояние Ψ_1 переходит в состояние $\Psi_{10} = \psi_1 \Psi_F$, а состояние Ψ_2 - в состояние $\Psi_{20} = \psi_2 \Psi_F$. Таким образом приходим к заключению о том, что волновая функция Ψ_1 описывает состояние связанной системы "атом+поле", которое образовалось при адиабатически медленном включении взаимодействия в случае, когда атом изначально находился в основном состоянии ψ_1 . Аналогично, если атом до включения взаимодействия находился в возбужденном состоянии ψ_2 , то состояние связанной системы после включения взаимодействия будет описываться волновой функцией Ψ_2 . Как показано в работах [8-9], такая однозначная привязка квазиэнергетических состояний $\Psi_{1,2}$ к начальным условиям справедлива в пределе адиабатически-медленного включения взаимодействия $\tau|\Delta| >> 1$, когда характерная длительность τ импульса света настолько велика, что спектр возбуждающего поля не перекрывает резонансную линию.

В настоящей работе нас интересует проявление квантовой статистики в квазиклассическом пределе интенсивных полей $n_\mu \to \infty$, где n_μ - среднее число фотонов в когерентном состоянии $|\alpha_\mu\rangle$. В этом пределе пуассоновское распределение имеет чрезвычайно острый максимум вблизи значения $n = n_\mu$, что позволяет заменить во всех выражениях (8) текущее значение числа фотонов n его средним значением n_μ. Такой предельный переход $n_\mu \to \infty$ вполне оправдан, поскольку в конечных выражениях мы будем устремлять к бесконечности объем квантования - при этом величина параметра взаимодействия $g_k\sqrt{n_\mu}$ остается конечной и сохраняет физический смысл, выражаемый соотношением $g_k\sqrt{n_\mu} = E_\mu d_{12}/\hbar$, где E_μ - амплитуда напряженности электрического поля волны в состоянии $|\alpha_\mu\rangle$, d_{12} - дипольный матричный элемент атомного перехода $\psi_1 \to \psi_2$. После выполнения соответствующих преобразований волновые функции связанной системы в квазиклассическом пределе принимают весьма простой и удобный для вычислений вид:

$$\Psi_m = \sum_\mu A_\mu \, \Phi_{m\mu} \tag{10}$$

где m=1,2 ; $\Phi_{m\mu}$ - квазиэнергетическая волновая функция [8,9] связанной системы "атом в поле когерентной волны E_μ ", соответствующая адиабатическому возбуждению атома из начального состояния ψ_m :

$$\Phi_{1\mu} = (b_{1\mu}\,\psi_1 + b_{2\mu}\,\psi_2\, e^{-i\Delta t})\,|\alpha_\mu\rangle \exp(-i\Omega_{1\mu} t) \tag{11}$$

$$\Phi_{2\mu} = (b^*_{2\mu}\,\psi_1 - b^*_{1\mu}\,\psi_2\, e^{-i\Delta t})\,|\alpha_\mu\rangle \exp(-i\Omega_{2\mu} t)$$

где

$$b_{1\mu} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{1}{\sqrt{1+\xi_\mu^2}}\right)^{1/2}, \qquad b_{2\mu} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+\xi_\mu^2}}\right)^{1/2} \exp(i\varphi_\mu)$$

$$\Omega_{1\mu} = \frac{\Delta}{2}\left(1 - \sqrt{1+\xi_\mu^2}\right), \quad \Omega_{2\mu} = \Delta - \Omega_{1\mu}, \quad \xi_\mu = 2\,|E_\mu d_{12}/\hbar\Delta| \tag{12}$$

Здесь амплитуды $b_{1\mu}$, $b_{2\mu}$ и квазиэнергии $\Omega_{1\mu}$, $\Omega_{2\mu}$ являются функциями напряженности поля E_μ ; φ_μ - фаза матричного элемента взаимодействия $E_\mu d_{12}/\hbar$, с точностью до постоянной совпадающая с фазой амплитуды α_μ .

Вид функции (10) говорит о том, что задача о поведении атома в поле, состояние которого есть суперпозиция когерентных состояний, сводится к задаче о взаимодействии разных атомов с разными когерентными состояниями.

3. Рассеяние коротких адиабатических импульсов

Для начала рассмотрим флуоресценцию атома в поле сверхкороткого импульса света, длительность которого значительно меньше времени спонтанной релаксации ($\gamma\tau >> 1$) , полагая, что включение взаимодействия происходит адиабатическим образом ($\tau|\Delta| >> 1$). В этом случае состояние системы будет описываться волновой функцией Ψ_1 или Ψ_2 в зависимости от начального состояния атома до включения взаимодействия. Взаимодействие в квантованным полем вакуума приводит к спонтанным переходам $\Psi_1 \rightarrow \Psi_2$ и $\Psi_2 \rightarrow \Psi_1$. Этим переходам в системе соответствуют спонтанные переходы подсистемы $\Phi_{1\mu} \rightarrow \Phi_{2\mu}$ и $\Phi_{2\mu} \rightarrow \Phi_{1\mu}$, происходящие с излучением спонтанных квантов на трехфотонных $\omega_{3\mu}$ и резонансных $\omega_{R\mu}$ частотах соответственно:

$$\omega_{3\mu} = \omega_0 + (\Omega_{1\mu} - \Omega_{2\mu}) , \quad \omega_{R\mu} = \omega_0 - (\Omega_{1\mu} - \Omega_{2\mu}) \tag{13}$$

Вероятности таких спонтанных переходов можно вычислить на основании принципа соответствия [13,14], аналогично тому, как это делалось для случая чисто когерентной накачки [15]. Например, дипольный матричный элемент перехода $\Phi_{1\mu} \rightarrow \Phi_{2\mu}$ имеет вид:

$$\mathbf{D}_{12,\mu} = \int \Phi_{1\mu}^{+} e\mathbf{r} \Phi_{2\mu} d\mathbf{r} = D_{12}^{(-)} \exp(-i\omega_{3\mu} t) + D_{12}^{(+)} \exp(-i\omega_{R\mu} t)$$

$$D_{12}^{(-)} = d_{12} b_{2\mu}^2 , \qquad D_{12}^{(+)} = d_{21} b_{1\mu}^2 \tag{14}$$

где отрицательночастоная $D_{12}^{(-)}$ и положительночастотная $D_{12}^{(+)}$ компоненты дипольного момента ответственны за испускание и поглощение фотонов соответственно. Вероятность спонтанного перехода $\Phi_{1\mu}\rightarrow\Phi_{2\mu}$ с испусканием трехфотонного кванта $\omega_{3\mu}$ определяется [13,14] выражением:

$$w_{1\mu\rightarrow 2\mu} = 4\omega_{3\mu}^{3}|\mathbf{D}_{12}^{(-)}|/3hc^{3} = \gamma|b_{2\mu}|^{4} \tag{15}$$

Аналогично, для вероятности спонтанного перехода $\Phi_{2\mu}\rightarrow\Phi_{1\mu}$ с испусканием резонансного кванта $\omega_{R\mu}$ получим:

$$w_{2\mu\rightarrow 1\mu} = 4\omega_{R\mu}^{3}|\mathbf{D}_{21}^{(-)}|/3hc^{3} = \gamma|b_{1\mu}|^{4} \tag{16}$$

Спонтанные переходы $\Phi_{1\mu}\rightarrow\Phi_{1\mu}$ и $\Phi_{2\mu}\rightarrow\Phi_{2\mu}$ происходят с излучением на частоте возбуждающего поля ω_0 с равными вероятностями:

$$w_{1\mu\rightarrow 1\mu} = w_{2\mu\rightarrow 2\mu} = \gamma|b_{1\mu}b_{2\mu}|^{2} \tag{17}$$

Чтобы определить интенсивность рассеяния - число квантов, рассеиваемых в единицу времени - на частоте $\omega_{3\mu}$ или $\omega_{R\mu}$, вероятности соответствующих переходов (16)-(17) следует помножить на населенность начального состояния. Действуя таким образом получим:

$$W(\omega_{3\mu})= \gamma|A_{\mu}|^{2}|b_{2\mu}|^{4}; \quad W(\omega_{R\mu})=0 \tag{18}$$

для случая адиабатического возбуждения из основного атомного состояния или

$$W(\omega_{R\mu})= \gamma|A_{\mu}|^{2}|b_{1\mu}|^{4}; \quad W(\omega_{3\mu})=0 \tag{19}$$

для случая рассеяния адиабатического импульса на возбужденном атоме.

Отметим, что в резонаторе, размеры которого сравнимы с длиной волны, допустимы также спонтанные переходы типа $\Phi_{1\mu}\rightarrow\Phi_{2\nu}$ и $\Phi_{2\mu}\rightarrow\Phi_{1\nu}$ $(\nu\neq\mu)$, протекающие с испусканием квантов частот $\omega_{\mu\nu} = \omega_0 + \Omega_{1\mu} - \Omega_{2\nu}$ и $\varpi_{\mu\nu} = \omega_0 - \Omega_{1\mu} + \Omega_{2\nu}$ соответственно. Однако здесь мы такого рода переходы рассматривать не будем, поскольку вероятность таких процессов содержит множитель $<\alpha_\mu|\alpha_\nu> \sim \exp(-|\alpha_\mu-\alpha_\nu|^2)$, экспоненциально затухающий при устремлении объема квантования к бесконечности.

4. Уравнения радиационного баланса

Учет слабого перемешивания квазиэнергетических состояний $\Phi_{1\mu}$ и $\Phi_{2\mu}$ спонтанным излучением квантов (16) по теории возмущений справедлив только при достаточно коротких временах наблюдения $\gamma t<<1$. При временах $t \geq \gamma^{-1}$ спонтанные переходы могут привести к довольно сильному перемешиванию квазиэнергетических состояний. Систему “атом в поле” в произвольный момент времени следует описывать некоторой некогерентной смесью состояний:

$$\Psi = \sum_\mu (R_{1\mu}\Phi_{1\mu} + R_{2\mu}\Phi_{2\mu}) \tag{20}$$

Зависимость от времени амплитуд $R_{1\mu}=B_{1\mu}(t)$ и $R_{2\mu}=B_{2\mu}(t)$ можно определить только при строгом учете взаимодействия с квантованным полем вакуума. Причем начальные условия следует выбирать в виде $B_{1\mu}(-\infty)= A_\mu$, $R_{2\mu}(-\infty)= 0$ или $R_{1\mu}(-\infty)=0$, $R_{2\mu}(-\infty)= A_\mu$ при включении взаимодействия из основного или возбужденного атомного состояний соответственно.

Для нахождения амплитуд разложения (23) и распространения тем самым аппарата квазиэнергетических волновых функций на произвольные времена взаимодействия рассмотрим точное уравнение для матрицы плотности [10]:

$$d\rho/dt = \frac{i}{h}[H,\rho] - \Gamma\rho \tag{21}$$

где член $\Gamma\rho$ есть результат строгого учета взаимодействия с квантованным полем вакуума, причем отличные от нуля элементы матрицы Γ имеют [10,11] вид $\Gamma_{22,22} = -\Gamma_{11,22} = 2\Gamma_{21,21} = 2\Gamma_{12,12} = \gamma$. Перейдем в (21) к представлению квазиэнергетических волновых функций:

$$\rho = \Psi\Psi^{+} = \sum_{\mu,\nu}\sum_{m,n} B_{m\mu}B_{n\nu}^{*}\Phi_{m\mu}\Phi_{n\nu}^{+} \qquad (22)$$

В этом представлении (21) преобразуется к системе уравнений:

$$[d/dt - i(\Omega_{m\mu}-\Omega_{n\nu})]\, Q_{mn,\mu\nu} = \sum_{m,n}\gamma_{mnij,\mu\nu\alpha\beta}\, Q_{ij,\alpha\beta} \qquad (23)$$

где

$$Q_{mn,\mu\nu} = B_{m\mu}B_{n\nu}^{*}\exp[-i(\Omega_{m\mu}-\Omega_{n\nu})t] \qquad (24)$$

$$\gamma_{mnij,\mu\nu\alpha\beta} = \langle\alpha_\mu|\alpha_\alpha\rangle\langle\alpha_\beta|\alpha_\nu\rangle \sum_{spqr}(\phi_{m\mu}^{+})_s(\phi_{n\nu})_q\,\Gamma_{sq,pr}\,(\phi_{i\alpha})_p(\phi_{l\beta}^{+})_r$$

Здесь $(\phi_{n\nu})_k$ - k-я компонента спинора $\phi_{n\nu}$, $Q_{mn,\mu\nu}$ - ток перехода $\Phi_{m\mu}\to\Phi_{n\nu}$.

Как следует из (23)-(24), уравнения для недиагональных по полевым индексам матричным элементам $Q_{mn,\mu\nu}$ $(\mu\neq\nu)$ имеют тривиальные решения, поскольку начальные значения и неоднородные члены содержат множители типа $\langle\alpha_\mu|\alpha_\nu\rangle \sim \exp(-|\alpha_\mu-\alpha_\nu|^2)$, экспоненциально исчезающие при устремлении объема квантования к бесконечности. Это означает, что полную систему “атом в поле суперпозиционного состояния ψ_F” можно условно разбить на ряд не взаимодействующих между собой подсистем “атом в поле когерентного состояния $|\alpha_\nu\rangle$“. Каждую из подсистем, характеризующуюся своим статвесом $|A_\mu|^2$, можно рассматривать в отдельности, поскольку между ними нет переходов. Этот вывод находится в согласии с результатами предыдущего раздела, где показано, что вероятность недиагональных по полевым индексам переходов $\Phi_{m\mu}\to\Phi_{n\mu}$ $(\mu\neq\nu)$ пренебрежимо мала.

Ненулевые решения имеют только уравнения для диагональных по полевым индексам матричных элементов, которые нетрудно получить, положив в (23) $\mu=\nu=\alpha=\beta$. В приближении неперекрывающихся линий $|\Omega_{1\mu}-\Omega_{2\mu}| >> \gamma$, наиболее интересном с точки зрения приложений, эти уравнения принимают исключительно простой вид уравнений радиационного баланса для населенностей квазиэнергетических состояний

$$dQ_{11,\mu\mu}/dt = Q_{22,\mu\mu}w_{2\mu\to1\mu} - Q_{11,\mu\mu}w_{1\mu\to2\mu} \qquad (25)$$
$$dQ_{22,\mu\mu}/dt = Q_{11,\mu\mu}w_{1\mu\to2\mu} - Q_{22,\mu\mu}w_{2\mu\to1\mu}$$

и токов переходов между ними

$$[d/dt - i(\Omega_{1\mu}-\Omega_{2\mu}) + \Gamma_\mu]Q_{12,\mu\mu}= 0 \tag{26}$$

$$\Gamma_\mu = \frac{1}{2}\gamma(1 + 2|a_{1\mu}a_{2\mu}|^2)$$

Здесь $Q_{mm,\mu\mu} = |B_{m\mu}|^2$ - населенности квазиуровней $\Phi_{m\mu}$ в состоянии (23), для которых справедливы условия нормировки $Q_{11,\mu\mu} + Q_{22,\mu\mu}= |A_\mu|^2$; уравнение для $Q_{21,\mu\mu}$ получается комплексным сопряжением (28); скоростью затухания тока перехода Γ_μ определяются [16,17] ширины линий $\omega_{3\mu}$ и $\omega_{R\mu}$; вероятности $w_{m\mu\to n\mu}$ спонтанных переходов $\Phi_{m\mu} \to \Phi_{n\mu}$ определены выражениями (15)-(16).

Рассмотрим спектр рассеяния. Поскольку интенсивность рассеяния на частоте $\omega_{3\mu}$ или $\omega_{R\mu}$ в рамках принципа соответствия определяется выражением $W(\omega_{3\mu})=Q_{11,\mu\mu}w_{1\mu\to2\mu}$ или $W(\omega_{R\mu})=Q_{22,\mu\mu}w_{2\mu\to1\mu}$ соответственно, то задача сводится к определению населенностей квазиэнергетических состояний. Полагая возбуждающее поле монохроматическим, для населенностей квазиуровней в отрелаксированном режиме из (25) получим:

$$Q_{mm,\mu\mu} = |A_\mu|^2|b_{m\mu}|^4/(|b_{1\mu}|^4+|b_{2\mu}|^4) \tag{27}$$

С учетом этого соотношения получаем, что в отрелаксированном режиме трехфотонная $\omega_{3\mu}$ и резонансная линии $\omega_{R\mu}$ имеют равные интенсивности:

$$W(\omega_{3\mu})= W(\omega_{R\mu})= \gamma|A_\mu|^2|b_{1\mu}b_{2\mu}|^4/(|b_{1\mu}|^4+|b_{2\mu}|^4) \tag{28}$$

Выражениями (28) определяются интегральные интенсивности линий спектра рассеяния, причем каждая из линий $\omega_{3\mu}$ и $\omega_{R\mu}$ имеет лоренцевский контур с полушириной Γ_μ .

5. Обсуждение результатов

Обратимся теперь к вопросу о корреляции между модовым составом статистики возбуждающего поля и модами спектра рассеяния. Пусть суперпозиционное состояние (1) состоит из N когерентных состояний $|\alpha_\mu>$ (μ=1, 2, ..., N) , т.е. статистическое распределение возбуждающего поля имеет N экстремумов (статистических мод). Для определенности рассуждений будем полагать, что состояния описывают подобные импульсы, отличающиеся только амплитудой и фазой. Расмотрим сначала случай возбуждения адиабатическим ультракоротким импульсом ($\gamma\tau_F$<<1) полагая, что атом до включения взаимодействия находился в основном состоянии. В этом случае состояние системы “атом в поле” после включения взаимодейстия будет описываться квазиэнергетической волновой функцией Ψ_1, а спектр рассеяния будет формироваться спонтанными переходами $\Psi_1 \rightarrow \Psi_1$ è $\Psi_1 \rightarrow \Psi_2$. Как следует из (18)-(19), спектр флуоресценции в этом случае помимо релеевского рассеяния на частоте возбуждающего поля будет содержать N трехфотонных линий $\omega_{3\mu}$, интенсивность которых определяется выражением (18). Аналогично, если атом до включения взаимодействия находился в возбужденном состоянии, то после включения взаимодействия организуетя связанное состояние Ψ_2 системы “атом в поле” и спектр флуоресценции атома будет состоять из линии несмещенного рассеяния ω_0 и N резонансных линий $\omega_{R\mu}$, интенсивность которых определяется выражением (19). И в том, и в другом случаях числу статистических мод N соответствует такое же число N спектральных мод в рассеянии. В отрелаксированном режиме каждой статистической моде ставится в соответствие сразу две линии - одна трехфотонная $\omega_{3\mu}$ и одна резонансная $\omega_{R\mu}$, интенсивности которых равны друг другу. Именно в такой корреляции между числом статистических мод возбуждающего поля и числом спектральных мод рассеянного излучения в наибольшей степени проявляется отличие от случая возбуждения чисто когерентным полем.

Отметим, что при вырождении двух или более статистических мод (1) по интенсивности ($|\alpha_\mu|=|\alpha_\nu|$) имеет место вырождение соответствующих линий спектра рассеяния ($\omega_{3\mu}=\omega_{3\nu}$ и $\omega_{R\mu}=\omega_{R\nu}$). В частности, если все моды состояния (1) имеют равные амплитуды и отличаются только фазой, как это имеет место в случае состояний Юрке-Столлера [18], то спектр рассеяния ничем не отличается от спектра, возбуждаемого полем когерентной волны.

Принято считать, что с ростом интенсивности возбуждающего поля проявления квантовых эффектов становятся менее заметными. Такой вывод справедлив для случая когерентной накачки. В рассмотренном нами случае суперпозиционного поля можно сделать диаметрально противоположный вывод. Действительно, с ростом интенсивности каждой из статистических мод суперпозиционного поля возрастает скважность между линиями спектра рассеяния, т.е. проявления особенностей квантовой статистики поля излучения становятся все более и более заметными.

В заключение авторы выражают благодарность М.Л.Тер-Микаеляну за плодотворные дискуссии и обсуждение результатов.

Литература

1. М.Л.Тер-Микаелян. УФН **167**, N12, 1249 (1997).

2. V.Buzek and P.L.Knight, in *Progress in optics*, Amsrerdam (1995), Vol.XXXIV.

3. S.Smart and S.Swain, Phys.Rev. A **48**, R50 (1993).

4. S.Swain, Phys.Rev.Lett. **73**, 1493 (1994).

5. C.W.Gardiner, Phys.Rev.Lett. **56**, 1917 (1986).

6. H.J.Carmichael , A.S.Lane and D.F.Walls, J.Mod.Opt. **34**, 2539 (1987).

7. R.J.Glauber, Phys.Rev. **130**, N6, 2529 (1966).

8. M.L.Ter-Mikaelian, A.O.Melikyan, Sov.Phyz.JETP, **58**, N1, 281 (1970).

9. V.P.Krainov, V.P.Yakovlev. Sov.Phyz.JETP, **78**, N6, 2204 (1980).

10. T.von Forster. Am.J.Phys. **40**, N6, 854 (1972).

11. P.W.Milloni and W.A. Smith. Phys.Rev.A **11**, N3, 814 (1975).

12. I.I.Rabi. Phys.Rev. **51**, 632 (1937).

13. O.Klein. Zs.F.Phys. **41** , 407 (1927).

14. В.Паули. ***Общие принципы волновой механики***. М.Гостехиздат, 1947.

15. B.V.Kryzhanovsky and A.O.Melikyan. Opt.Communs. **29** , 164 (1979).

16. Б.В.Крыжановский, А.О.Меликян. ЖЭТФ, **79** ,2063 (1980).

17. Б.В.Крыжановский, А.О.Меликян. Квантовая электроника **13** , 734 (1986).

18. B.Yurke and D.Stoller. Phys.Rev.Lett. **57**, 13 (1986).

УДК 530.18.535; 621.373.8

МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ КВАНТОВОЙ СТАТИСТИКИ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В СПЕКТРЕ РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

А.Д. Газазян, Б.В.Крыжановский
Институт оптико-нейронных технологий РАН
117333 Москва, ул.Вавилова 44/2.

Реферат

Исследован спектр флуоресценции двухуровневого атома, возбуждаемого полем, состояние которого представляет собой суперпозицию когерентных состояний. Показано, что каждой моде квантово-статистического распределения падающего поля соответствует спектральная мода рассеянного излучения и по числу спектральных мод рассеянного излучения можно определить число статистических мод падающего поля. Такой результат является следствием того, что в квазиклассическом пределе статистические моды суперпозиционного состояния взаимодействуют с атомом независимо друг от друга.

MACROSCOPIC MANIFESTATION OF QUANTUM STATISTICS IN RESONANCE FLUORESCENCE

A.D. Gazazian, B.V.Kryzhanovsky

Institute of Optical Neural Technologies RAS
No 44/2 Vavilov Str. 117333 Moscow

Abstract

The paper considers the fluorescence spectrum of a two-level atomic system excited by a field of superimposed coherent states. Each mode of the statistic distribution of the incident field is shown to correspond to a spectral mode of the scattered field. The number of spectral modes of the scattered field can be used to determine the number of statistic modes of the incident field. The trick is possible because in quasiclassical approximation statistical modes of the superposition state interact with the atom independently.