PACS 42.50.Ar; 42.50.Dv; 03.67.Hk

Корреляция числа мод квантовой статистики возбуждающего поля и числа линий в спектре резонансной флуоресценции

Б.В.Крыжановский, Г.Б.Соколов

Найдены квазиэнергетические волновые функции двухуровневого атома в электромагнитном поле, состояние которого представляет собой суперпозицию когерентных состояний. Исследован спектр флуоресценции атома, возбуждаемого таким полем. Показано, что каждой моде квантово-статистического распределения падающего на атом поля соответствует спектральная мода флуоресценции. Это означает, что число статистических мод падающего поля может быть зарегистрировано как число битов переносимой световым импульсом информации.

Ключевые слова: *квантовая статистика, флуоресценция, передача информации.*

Введение

Неослабевающий интерес к неклассическим состояниям оптических полей обусловлен важными приложениями таких полей в оптической связи и квантовых компьютерах [1]. В связи с этими приложениями представляет интерес исследование фундаментальных свойств взаимодействия неклассических полей с веществом. Обычно при описании возбуждения атома предполагается, что возбуждающее поле находится в когерентном (статистически-одномодовом) состоянии (см. обзор [2]). Такой подход обусловлен прежде всего относительной легкостью проведения расчетов: когерентное состояние является собственной функцией оператора уничтожения фотона, вследствие чего квантовые уравнения, описывающие взаимодействие, совпадают с достаточно простыми уравнениями для атома в классическом поле.

Однако если предположить, что возбуждение осуществляется неклассическим полем с многомодовой статистикой, то обнаружится ряд особенностей в поведении атома и в спектре резонансной флуоресценции, отсутствующих в пределе квазиклассического поля. Примером тому являются аномальные формы спектров флуоресценции двухуровневого атома, взаимодействующего со «сжатым» вакуумом, которые исследовались в [3, 4]. В работе [5] при рассмотрении задачи о спектре резонансной флуоресценции в сжатый вакуум обнаружена сильная зависимость ширины центрального пика от фазы возбуждающего поля. В работе [6] показано, что при наличии широкополосного сжатого вакуума одна из компонент атомной поляризации затухает со скоростью, меньшей скорости спонтанного распада в обычный вакуум.

В настоящей работе рассмотрено возбуждение атома полем, волновая функция которого представляет собой суперпозицию когерентных состояний с произвольными фазами и амплитудами. В отличие от цитируемых выше работ рассмотрение проводится для случая взаимодействия атома с полем в открытом пространстве в отсутствие какого-либо резонатора, который вносил бы изменения в свойства вакуума. При этом макроскопически квантово-статистические особенности состояния возбуждающего поля проявляются в спектре флуоресценции в виде корреляции между числом статистических мод (числом пиков в распределении числа фотонов) и числом линий в спектре рассеянного излучения. Существенно, что эти проявления не исчезают по мере роста интенсивности накачки, а наоборот, становятся все более заметными.

Институт оптико-нейронных технологий РАН, Россия, 117333 Москва, ул. Вавилова, 44/2

Поступила в редакцию 16 февраля 1999 г., после доработки – 19 октября 1999 г.

1. Волновые функции системы «атом в поле»

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

$$\Psi_{\mathrm{f}} = \sum_m A_m |\alpha_m\rangle, \tag{1}$$

где

$$|\alpha_m\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha_m^n}{(n!)^{1/2}} |n\rangle \exp\left(-\frac{|\alpha_m|^2}{2}\right) \tag{2}$$

– когерентное состояние [7], описывающее некое классическое поле с напряженностью E_m и, соответственно, интенсивностью $I_m = c|E_m|^2/4\pi$. Гамильтониан системы в резонансном и электродипольном приближениях

$$H = H_{\mathrm{f}} + H_{\mathrm{a}} + H_{\mathrm{int}}, \tag{3}$$

где

$$\begin{gathered} H_{\mathrm{f}} = \hbar \sum_k \omega_k c_k^+ c_k, \quad H_{\mathrm{a}} = \hbar\omega_{21}\sigma_+\sigma_-, \\ H_{\mathrm{int}} = \sum_k (g_k c_k^+ \sigma_- + g_k^* c_k \sigma_+) \end{gathered} \tag{4}$$

– операторы Гамильтона свободного поля, свободного атома и их взаимодействия соответственно; c_k^+ и c_k – операторы рождения и уничтожения фотонов в моде k; σ_+ и σ_- – спиновые операторы Паули, подчиняющиеся обычным коммутационным соотношениям; g_k – параметр связи, нормированный таким образом [8], что вероятность спонтанного перехода атома с возбужденного уровня ψ_2 в основное состояние ψ_1

$$\gamma = 2\pi \sum_k |g_k|^2 \delta(\omega_k - \omega_{21}). \tag{5}$$

Рассмотрим безрелаксационное взаимодействие, полагая внешнее поле квазимонохроматическим с несущей частотой ω, близкой к частоте атомного перехода ω_{21}. В этом случае в гамильтониане (3) следует учитывать только одну моду k, соответствующую внешнему полю, исключив из рассмотрения все прочие моды сплошного спектра, соответствующие полю вакуума. Согласно этому индексы k опустим.

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 $|n\rangle$. Тогда, последовательно повторяя приведенные в ряде работ (см., напр., [9]) вычисления для гамильтониана типа (3), получим два независимых решения уравнения Шредингера – ортонормированные волновые функции Ψ_1 и Ψ_2, соответствующие двум возможным состояниям свободного атома:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_m A_m [B_{1n}\psi_1|n\rangle + B_{2n}\psi_2|n-1\rangle \exp(-\mathrm{i}\Delta t)] \\ &\quad \times \frac{\alpha_m^n}{(n!)^{1/2}} \exp\left(-\mathrm{i}\lambda_{1n}t - \frac{|\alpha_m|^2}{2}\right), \\ \Psi_2 &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_m A_m [-B_{2n}\psi_1|n\rangle + B_{1n}\psi_2|n-1\rangle \exp(-\mathrm{i}\Delta t)] \\ &\quad \times \frac{\alpha_m^n}{(n!)^{1/2}} \exp\left(-\mathrm{i}\lambda_{2n}t - \frac{|\alpha_m|^2}{2}\right), \end{aligned} \tag{6}$$

где

$$\begin{aligned} B_{1n} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left[1 + \frac{1}{(1+\chi_n)^{1/2}}\right]^{1/2}; \\ B_{2n} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left[1 - \frac{1}{(1+\chi_n)^{1/2}}\right]^{1/2}; \\ \chi_n &= 4n\left|\frac{g_k}{\Delta}\right|^2;\ \lambda_{1n} = \frac{\Delta}{2}\left[1 - (1+\chi_n)^{1/2}\right];\ \lambda_{2n} = \Delta - \lambda_{1n}; \end{aligned} \tag{7}$$

$\Delta = \omega_{21} - \omega$ – расстройка резонанса. При написании этих выражений мы пренебрегли несущественной фазой матричного элемента g_k.

Состояние связанной системы «атом в поле» в общем случае описывается суперпозицией волновых функций $\Psi_{1,2}$, статвеса которых определяются характером включения взаимодействия 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 системы до и после включения взаимодейства. Для этого следует принять во внимание, что при адиабатическом выключении взаимодействия атома с полем ($g_k \to 0$) состояние Ψ_1 переходит в состояние $\Psi_{10} = \psi_1\Psi_\mathrm{f}$, а состояние Ψ_2 – в состояние $\Psi_{20} = \psi_2\Psi_\mathrm{f}$.

Таким образом, волновая функция Ψ_1 описывает состояние связанной системы «атом в 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 системы после включения взаимодействия будет описываться волновой функцией Ψ_2. Такая однозначная привязка квазиэнергетических состояний $\Psi_{1,2}$ к начальным условиям справедлива в пределе $\tau|\Delta| \gg 1$ адиабатически медленного включения взаимодействия, когда длительность импульса света τ столь велика, что спектр возбуждающего поля не перекрывает резонансную линию [9, 10].

В настоящей работе нас интересует проявление квантовой статистики в квазиклассическом пределе интенсивных полей $n_m \to \infty$, где n_m – среднее число фотонов в когерентном состоянии $|\alpha_m\rangle$. В этом пределе пуассоновское распределение (2) имеет чрезвычайно острый максимум вблизи $n = n_m$, что позволяет заменить во всех выражениях (7) текущее число фотонов n средним числом фотонов n_m. Такой предельный переход $n_m \to \infty$ вполне оправдан, поскольку в конечных выражениях мы будем устремлять объем квантования к бесконечности. При этом параметр взаимодействия $g_k n_m^{1/2}$ останется конечным и сохранит физический смысл, выражаемый соотношением $g_k n_m^{1/2} = E_m d_{12}/\hbar$, где d_{12} – дипольный матричный элемент атомного перехода $\psi_1 \to \psi_2$.

После выполнения соответствующих преобразований волновые функции (6) примут весьма простой и удобный для вычислений вид

$$\Psi_i = \sum_m A_m \Phi_{im} \quad (i = 1, 2), \tag{8}$$

где Φ_{im} – квазиэнергетическая волновая функция [9, 10] связанной системы «атом в поле волны E_m»:

$$\begin{aligned} \Phi_{1m} &= [a_m\psi_1 + b_m\psi_2 \exp(-\mathrm{i}\Delta t)]|\alpha_m\rangle \exp(-\mathrm{i}\Omega_m t), \\ \Phi_{2m} &= [-b_m^*\psi_1 + a_m^*\psi_2 \exp(-\mathrm{i}\Delta t)]|\alpha_m\rangle \exp[-\mathrm{i}(\Delta - \Omega_m)t]. \end{aligned} \tag{9}$$

Здесь амплитуды a_m, b_m и квазиэнергия Ω_m являются функциями напряженности соответствующего поля E_m:

$$\begin{aligned} a_m &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left[1 + \frac{1}{(1+\xi_m)^{1/2}}\right]^{1/2}; \\ b_m &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left[1 - \frac{1}{(1+\xi_m)^{1/2}}\right]^{1/2} \exp(\mathrm{i}\varphi_m); \\ \Omega_m &= \frac{\Delta}{2}\left[1 - (1+\xi_m)^{1/2}\right];\ \xi_m = 4\left|\frac{E_m d_{12}}{\hbar\Delta}\right|^2; \end{aligned} \tag{10}$$

φ_m – фаза матричного элемента взаимодействия $E_m d_{12}/\hbar$, с точностью до постоянной совпадающая с фазой амплитуды α_m.

Вид функций (8) 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. Иными словами, замкнутая система «атом в суперпозиционном поле» разбивается на подсистемы, переходы между которыми, как будет видно далее, имеют исчезающе малую вероятность.

2. Рассеяние коротких адиабатических импульсов

Рассмотрим флуоресценцию атома в поле сверхкороткого импульса света, длительность которого значительно меньше времени спонтанной релаксации ($\tau \ll \gamma^{-1}$), полагая, что включение взаимодействия происходит адиабатическим образом ($\tau|\varDelta| \gg 1$). В этом случае в зависимости от начального состояния атома состояние системы до включения взаимодействия будет описываться волновой функцией $\varPsi_1$ или $\varPsi_2$. Взаимодействие с квантованным полем вакуума приводит к спонтанным переходам $\varPsi_1 \to \varPsi_2$ и $\varPsi_2 \to \varPsi_1$. Этим переходам в системе соответствуют спонтанные переходы подсистемы $\varPhi_{1m} \to \varPhi_{2m}$ и $\varPhi_{2m} \to \varPhi_{1m}$, происходящие с излучением спонтанных квантов на трехфотонных (ω_{3m}) и резонансных (ω_{rm}) частотах соответственно:

$$\omega_{3m} = 2\omega - \omega_{21} + 2\Omega_m,\ \ \omega_{rm} = \omega_{21} - 2\Omega_m. \tag{11}$$

Вероятности таких спонтанных переходов можно вычислить на основании принципа соответствия [11, 12], аналогично тому, как это делалось в случае когерентного состояния поля накачки [13]. Например, дипольный матричный элемент перехода $\varPhi_{1m} \to \varPhi_{2m}$ имеет вид

$$D_{12m} = \int \varPhi^{+}_{1m} e r \varPhi_{2m} \mathrm{d}r = D^{-}_{12m}\exp(-\mathrm{i}\omega_{3m}t)$$

$$+D^{+}_{12m}\exp(\mathrm{i}\omega_{rm}t),\ \ D^{-}_{12m} = d_{12}b_m^2,\ \ D^{+}_{12m} = d_{21}a_m^2, \tag{12}$$

где отрицательночастотная (D^{-}_{12m}) и положительночастотная (D^{+}_{12m}) компоненты дипольного момента отвечают за испускание и поглощение фотонов соответственно. Вероятность спонтанного перехода $\varPhi_{1m} \to \varPhi_{2m}$ с испусканием трехфотонного кванта ω_{3m} определяется выражением [11, 12]

$$w_{1m\to 2m} = \frac{4\pi\omega^3_{3m}|D^{-}_{12m}|^2}{3\hbar c^3} = \gamma|b_m|^4. \tag{13}$$

Аналогично для вероятности спонтанного перехода $\varPhi_{2m} \to \varPhi_{1m}$ с испусканием резонансного кванта ω_{rm} получим

$$w_{2m\to 1m} = \frac{4\pi\omega^3_{rm}|D^{-}_{21m}|^2}{3\hbar c^3} = \gamma|a_m|^4. \tag{14}$$

Спонтанные переходы $\varPhi_{1m} \to \varPhi_{1m}$ и $\varPhi_{2m} \to \varPhi_{2m}$ происходят с излучением на частоте возбуждающего поля ω с равными вероятностями:

$$w_{1m\to 1m} = w_{2m\to 2m} = \gamma|a_m b_m|^2. \tag{15}$$

Отметим, что в резонаторе, размеры которого сравнимы с длиной волны, допустимы также спонтанные переходы типа $\varPhi_{1m} \to \varPhi_{2n}$ и $\varPhi_{2m} \to \varPhi_{1n}$ ($m \neq n$), протекающие с испусканием квантов частот $\omega_{mn} = \omega + \Omega_m - \varDelta$ и $\bar{\omega}_{mn} = \omega - \Omega_m - \Omega_n + \varDelta$ соответственно. Однако здесь мы такого рода переходы рассматривать не будем, поскольку их вероятность содержит множитель $\langle\alpha_m|\alpha_n\rangle$, экспоненциально затухающий при устремлении объема квантования к бесконечности.

Кроме того, при наличии слабого поля со сплошным спектром помимо рассмотренных выше спонтанных переходов возможны также и вынужденные переходы с поглощением квантов пробного поля. В частности, вынужденный переход $\varPhi_{1m} \to \varPhi_{2m}$ происходит с поглощением кванта ω_{rm} с вероятностью $\gamma|a_m|^4$, а вынужденный переход $\varPhi_{2m} \to \varPhi_{1m}$ – состояние системы с поглощением кванта ω_{3m} с вероятностью $\gamma|a_m|^4$.

3. Статистические моды как носители информации

Обратимся теперь к вопросу о корреляции между модовым составом квантовой статистики возбуждающего поля и модами спектра рассеяния. Пусть суперпозиционное состояние (1) состоит из N когерентных состояний $|\alpha_m\rangle$ ($m = 0, \ldots, N-1$), т.е. квантово-статистическое распределение возбуждающего поля имеет N пиков (статистических мод). Рассмотрим сначала ситуацию, когда атом до включения взаимодействия находился в основном состоянии. В этом случае состояние системы «атом в поле» после включения взаимодействия будет описываться квазиэнергетической волновой функцией $\varPsi_1$, а спектр рассеяния будет формироваться спонтанными переходами $\varPsi_1 \to \varPsi_{1,2}$.

Как следует из (13)–(15), спектр флуоресценции в этом случае помимо рэлеевского рассеяния на частоте возбуждающего поля будет содержать N трехфотонных линий ω_{3m}, интенсивность которых определяется выражением (13). В то же время спектр поглощения будет состоять из N резонансных линий ω_{rm}. Аналогично, если атом до включения взаимодействия находился в возбужденном состоянии, то после включения взаимодействия возникнет связанное состояние «атом в поле» $\varPsi_2$ и спектр флуоресценции атома будет состоять из линии несмещенного рассеяния ω и N резонансных линий ω_{rm}, интенсивность которых определяется выражениями (14), а поглощение будет иметь место на N частотах ω_{3m}. И в том и в другом случаях числу квантово-статистических мод N соответствует такое же число N спектральных мод в рассеянии и поглощении.

Таким образом, по числу линий в спектре рассеяния можно определять число пиков N квантово-статистического распределения возбуждающего импульса. Если предположить, что мы умеем генерировать импульсы с заданным числом N квантово-статистических мод, то величину N можно рассматривать как число битов переносимой импульсом информации, а анализ спектра рассеяния, позволяющий по числу линий определять это число N , рассматривать как процесс считывания информации.

Рассмотрим с этой точки зрения регистрацию квантово-статистических мод светового импульса. Как и в предыдущем разделе, возбуждение полагаем адиабатически быстрым ($\gamma \ll \tau^{-1} \ll |\varDelta|$) и считаем, что до включения взаимодействия атом находился в основном состоянии. Для простоты рассуждений будем также полагать, что мы имеем дело со спектрально-ограниченным импульсом, ширина спектра которого равна τ^{-1}. В этом случае ширина каждой из линий ω_{3m} тоже будет равна τ^{-1}.

Для регистрации необходимо, чтобы соседние линии спектра рассеяния не перекрывались. Кроме того, удобно, чтобы все линии были компактно расположены и имели одинаковую скважность на шкале частот. Для этого зададим I_m для каждой квантово-статистической моды таким, чтобы соседние линии соприкасались, но еще не перекрывались, т. е.

$$\omega_{3(m+1)} - \omega_{3m} = \tau^{-1}. \tag{16}$$

Как следует из (10), (11), это соотношение выполняется в случае

$$(1 + \xi_m)^{1/2} = (1 + \xi_0)^{1/2} + m/|\Delta|\tau. \tag{17}$$

Мы пронумеровали квантово-статистические моды по возрастанию интенсивности. Таким образом, каждая из N мод имеет свой фиксированный индекс m, фиксированную интенсивность I_m и, соответственно, фиксированную частоту рассеянной линии ω_{3m}. Единственной неопределенной характеристикой светового импульса остается пока статвес $|A_m|^2$; статвеса можно варьировать согласно каким-либо дополнительным условиям.

Вероятность испускания кванта ω_{3m} отдельным атомом равна произведению вероятности перехода $\Phi_{1m} \to \Phi_{2m}$ на статвес Φ_{1m} в состоянии Ψ_1, что согласно (13) дает

$$W_m = \gamma |b_m|^4 |A_m|^2. \tag{18}$$

Для регистрации линий ω_{3m} удобно, чтобы все они имели одинаковую интенсивность, т. е. $W_m = \text{const}$. Это условие можно выполнить, задавая статвеса $|A_m|^2$ в виде

$$|A_m|^2 = C|b_m|^{-4}, \tag{19}$$

где C – константа, определяемая из условия нормировки волновой функции Ψ_f:

$$C^{-1} = \sum_{m=0}^{N-1} |b_m|^{-4}. \tag{20}$$

Особый интерес представляет соотношение между интенсивностью возбуждающего поля

$$I = \sum_{m=0}^{N-1} I_m |A_m|^2 \tag{21}$$

и числом квантово-статистических мод N, позволяющее судить об энергии, приходящейся на один бит информации, записанный в импульсе в виде квантово-статистической моды. Подставим в правую часть (21) статвес $|A_m|^2$ в виде (19) и нормировочный коэффициент C в виде (20), а затем величины I_m и $|b_m|^{-4}$, зависящие от параметра интенсивности ξ_m; с помощью соотношения (17) выразим через номер моды m и параметр ξ_0. Тогда зависимость I от N примет явный вид:

$$I = \frac{c\hbar^2 \sum_{m=0}^{N-1} (m + N_0 + |\Delta|\tau)^2 (m + N_0 + 2|\Delta|\tau)(m + N_0)^{-1}}{16\pi d_{21}^2 \tau^2 \sum_{m=0}^{N-1} (m + N_0 + |\Delta|\tau)^2 (m + N_0)^{-2}}, \tag{22}$$

где $N_0 = 2|\Omega_0|\tau$ – число осцилляций Раби (10) за все время взаимодействия, удовлетворяющее в силу поставленных нами условий адиабатичности соотношению $N_0 \gg 1$.

Как следует из (22), при большом числе битов информации $N \gg N_0$ интенсивность I возрастает как N^2, т. е. запись в импульс каждого нового бита информации должна сопровождаться быстрым ростом энергии светового импульса. В то же время при $N \ll N_0$ зависимостью I от N можно пренебречь. Это говорит о том, что суперпозиционный импульс может переносить относительно малое число битов информации ($N \ll N_0$) без заметного увеличения его энергии по сравнению с энергией импульса, описываемого чисто когерентным состоянием $|\alpha_0\rangle$.

В заключение этого раздела следует подчеркнуть, что амплитудно-частотные свойства импульса и его квантовая статистика – это, вообще говоря, независимые характеристики. Например, суперпозиция (1) из когерентных состояний, описывающих импульсы с одинаковой формой и одинаковым спектром, описывает импульс, который имеет ту же форму огибающей и тот же спектр, т. е. имеет абсолютно идентичные классические характеристики, но в то же время возбуждает совершенно другой спектр флуоресценции. Используя это обстоятельство, можно увеличить пропускную способность каналов передачи информации, накладывая на информацию, записанную в световом импульсе в виде его амплитудно-частотной модуляции, еще и информацию, записанную в виде модуляции его квантовой статистики.

Таким образом, существует принципиальная возможность использования квантовой статистики световых импульсов для передачи информации. Однако цель проведенные выше оценок – выяснить лишь самые общие особенности регистрации статистически многомодовых импульсов. Требуются дальнейшее изучение данного вопроса и поиск способов модуляции квантово-статистического состава светового импульса с заданными свойствами.

Заключение

Итак, систему «атом в суперпозиционном поле» можно рассматривать как набор независимых подсистем, переходы между которыми имеют исчезающе малую вероятность. Каждая из подсистем представляет собой атом, взаимодействующий с полем, которое находится в одном из когерентных состояний $|\alpha_m\rangle$, образующих суперпозиционное состояние (1). Соответственно квантово-механическое среднее какой-либо физической величины по всей системе представимо в виде суммы средних по подсистемам с соответствующими статвесами $|A_m|^2$. Это означает, что спектр флуоресценции представляет собой как бы наложение спектров флуоресценции различных атомов, находящихся в различных полях $|\alpha_m\rangle$.

В частности, одиночная трехфотонная линия спектра флуоресценции, наблюдаемая при возбуждении атома полем в чисто когерентном состоянии, в случае возбуждения суперпозиционным полем (с N пиками в статистическом распределении) разбивается на N линий, расстояние между которыми, как это видно из (11), определяется разницей штарковских сдвигов. Очевидно, что вырождение по модулю амплитуд $|\alpha_m|$ в когерентных состояниях суперпозиции (1) влечет за собой уменьшение числа флуоресцентных линий. Например, если возбуждающее поле описывается так называемым суперпозиционным состоянием Юрке – Столлера [14], в котором когерентные состояния различаются только фазой, то спектр флуоресценции ничем не будет отличаться от спектра, который возник бы при возбуждении любым из когерентных состояний, входящих в эту суперпозицию.

Авторы выражают благодарность А.Л. Микаэляну за плодотворные дискуссии и обсуждение результатов.

1. Buzek V., Knight P.L. In: *Progress in optics* (Amsterdam, 1995, v.34).
2. Mollow B.R. In: *Progress in optics* (Amsterdam, 1981, v.19).
3. Smart S., Swain S. *Phys.Rev.A*, **48**, R50 (1993).
4. Swain S. *Phys.Rev.Letts*, **73**, 1493 (1994).
5. Gardiner C.W. *Phys.Rev.Letts*, **56**, 1917 (1986).
6. Carmichael H.J., Lane A.S., Walls D.F. *J.Mod.Opt*., **34**, 2539 (1987).
7. Glauber R.J. *Phys.Rev*., **130**, 2529 (1966).
8. Von Forster T. *Amer.J.Phys*., **40**, 854 (1972).
9. Тер-Микаелян М.Л., Меликян А.О. *ЖЭТФ*, **58**, 281 (1970).
10. Крайнов В.П., Яковлев В.П. *ЖЭТФ*, **78**, 2204 (1980).
11. Klein O. *Zs.Phys*., **41** , 407 (1927).
12. Паули В. *Общие принципы волновой механики*. (М., Гостехиздат, 1947).
13. Kryzhanovsky B.V., Melikyan A.O. *Optics Comms*, **29** , 164 (1979).
14. Yurke B., Stoller D. *Phys.Rev.Letts*, **57**, 13 (1986).

B.V.Kryzhanovskii, G.B.Sokolov. Correlation between the number of quantum-statistical modes of the exciting field and the number of lines in the resonance fluorescence spectrum.

The quasi-energy wave functions of a two-level atom in an electromagnetic field, the state of which represents a superposition of coherent fields, were found. The fluorescence spectrum of an atom excited by such a field was investigated. It was shown that a spectral fluorescence mode corresponds to each mode of the quantum-statistical distribution of the field incident on the atom. This means that the number of statistical modes of the incident field may be recorded as the number of data bits of the information carried by the light pulse.