

ВЛИЯНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ СПОНТАННОГО ИСПУСКАНИЯ НА ПОВЕДЕНИЕ И СПЕКТРЫ РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ТРЕХУРОВНЕВОГО АТОМА В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ВОЛНЫ

*А. А. Пантелеев**, *Вл. К. Рерих***, *А. Н. Старостин*

*Государственный научный центр Российской Федерации
«Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований» (ТРИНИТИ)
142092, Троицк, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 7 июня 1999 г.

Исследовано влияние процессов квантовой интерференции при радиационной релаксации возбужденных состояний на динамику населенностей, полную интенсивность и спектры резонансной флуоресценции трехуровневых атомов V -типа. Получены аналитические выражения для полной интенсивности и спектров резонансной флуоресценции с учетом недиагонального характера оператора радиационной релаксации. Показано, что квантово-интерференционные процессы могут сильно изменять как полную интенсивность спонтанного свечения атомов и динамику населенностей атомных уровней, так и спектры резонансной флуоресценции.

PACS: 32.50.+d, 42.50.Hz

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время интерференционные явления при спонтанном излучении атомов являются предметом многочисленных исследований, связанных с созданием лазеров без инверсии населенностей, генерацией сжатых состояний, изучением лазерно-индуцированной прозрачности, подавлением поглощения и испускания и других явлений. Интерференционные явления при спонтанном излучении атомов известны давно: модификация поляризационной структуры спонтанного излучения в магнитном поле (эффект Ханле), пересечение уровней, квантовые резонансы и нестационарные квантовые биения и др. [1]. Эти явления можно отнести к классу линейных. Кроме них могут наблюдаться нелинейные эффекты, которые обусловлены нелинейными параметрическими процессами (эффект Штарка, динамический эффект Штарка, двух- и многофотонное рассеяние, эффекты насыщения, генерация кратных гармоник, просветление среды при многофотонном резонансе и др. [2–10]). Обычно интерференционные явления не влияют на скорость радиа-

ционной релаксации атомных состояний. С математической точки зрения их вклад становится равным нулю либо при интегрировании по углам (для поляризационных явлений), либо при интегрировании по спектру (для нелинейных интерференционных эффектов).

Влияние интерференционных эффектов на скорость радиационного распада учитывалось при исследовании спектров спонтанного испускания [7, 11], при анализе динамики квазиэнергетических состояний молекул [12], при изучении спектров спонтанного комбинационного рассеяния двух близлежащих состояний [13]. Отметим, что в этих работах недиагональные члены в операторе радиационной релаксации, соответствующие интерференционным явлениям, вводились формально.

Простейшая система, в которой проявляются интерференционные явления при однофотонных процессах, содержит три уровня, поскольку необходимо наличие минимум двух скоррелированных путей. Соответствующие этому условию трехуровневые системы могут иметь три конфигурации: ступенчатого, Λ - и V -типа. Интерференционные явления оказывают воздействие на скорость спонтанной релаксации лишь для переходов с одинаковыми конечными состояниями. Таким образом, лишь для

*E-mail: mediana@mail.ru

**E-mail: vroerieh@fly.triniti.troitsk.ru

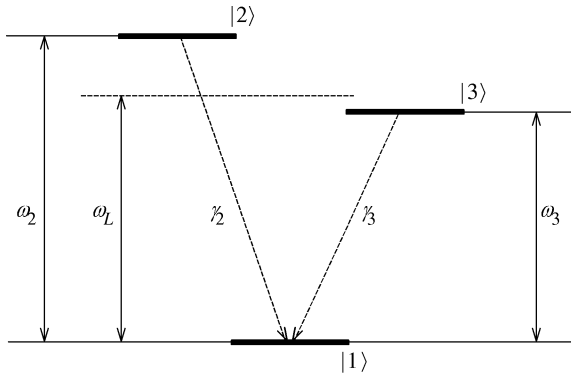


Рис. 1. Схема трехуровневого атома V-типа

V-конфигурации (см. рис. 1) могут возникнуть интерференционные члены, влияющие на скорость радиационной релаксации. Настоящая работа посвящена исследованию влияния интерференционных явлений при спонтанном излучении трехуровневого атома V-типа в лазерном поле на динамику его населенностей, а также на его спектры поглощения и испускания. Заметим, что свойства резонансной флуоресценции трехуровневого атома дублетного типа экспериментально и теоретически исследовались в работе [14], где было показано, что эти спектры могут содержать до семи пиков. Это связано с высокочастотным эффектом Штарка: наличие сильного поля, связывающего N уровней, приводит к образованию квазиэнергетических состояний, переходы между которыми обуславливают мультиплетную структуру спектров. При этом максимальное число пиков определяется соотношением [15] $(N^3 + 1)/(N + 1)$. Отметим, что особенности квантовой интерференции при спонтанном испускании трехуровневого атома исследовались нами в задачах, связанных с испусканием атома в резонаторе, а также при анализе особенностей рассеянного излучения [16]. Влияние интерференционных эффектов на процессы переноса рассеянного излучения исследовалось нами в [17].

Работа построена следующим образом. Во втором разделе приводятся уравнения движения трехуровневого атома V-типа в монохроматическом электромагнитном поле. Анализируется влияние интерференционных эффектов на оператор радиационной релаксации. Третий раздел посвящен исследованию динамики атомных состояний и полной интенсивности резонансной флуоресценции. В четвертом разделе изучается влияние интерференционных эффектов на спектры испускания и обсуждаются полученные результаты.

2. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ТРЕХУРОВНЕВОГО АТОМА В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Поведение атомной системы будем описывать, используя уравнение для матрицы плотности

$$i\hbar\dot{\rho} = [\hat{H}_0 + \hat{V}, \rho] + i\hat{R}, \quad (1)$$

где \hat{H}_0 — гамильтониан свободного атома:

$$\hat{H}_0 = \hbar \sum_{j=2,3} \Delta_j \hat{S}_{jj}, \quad (2)$$

а \hat{V} — гамильтониан взаимодействия атома и монохроматической электромагнитной волны, имеющей напряженность поля E_L и частоту ω_L (в приближении вращающейся волны):

$$\hat{V} = \hbar \sum_{j=2,3} (V_j \hat{S}_j^- + \hat{S}_j^+ V_j^*). \quad (3)$$

Здесь $V_j = -\mu_{j1} E_L / 2\hbar$, μ_{j1} — матричный элемент дипольного момента, $\hat{S}_{jm} = |m\rangle\langle j|$, $\hat{S}_j^- = |1\rangle\langle j|$, $\hat{S}_j^+ = |j\rangle\langle 1|$, $|j\rangle$ — проекционные операторы j -го состояния [18] ($j=1$ соответствует основному состоянию, а $j=2,3$ — возбужденным), $\Delta_j = \omega_{j1} - \omega_L$ (ω_{j1} — частота, соответствующая переходу $|j\rangle \rightarrow |1\rangle$). Оператор радиационной релаксации \hat{R} представим в виде [18]

$$\hat{R} = \sum_{m,j=2,3} \frac{\hbar}{2} \left[(\Gamma_{jm} + \Gamma_{mj}^+) S_m^- \rho S_j^+ - \Gamma_{jm} \rho S_m^+ S_j^- - S_j^+ S_m^- \rho \Gamma_{mj}^+ \right], \quad (4)$$

где при $j = m$ имеем $\Gamma_{jj} = \gamma_j + i\Delta_j^L$, а γ_j и Δ_j^L определяют скорость радиационной релаксации и величину лэмбовского сдвига, соответствующие переходу $|j\rangle \rightarrow |1\rangle$. Первый член в выражении (4) описывает радиационный приход в основное состояние, а следующие два — процессы радиационного затухания и сдвига уровней. Отличительной особенностью последних членов является их недиагональный характер. Положим, что возбужденные состояния являются близлежащими, $\delta = \omega_2 - \omega_3 \ll \omega_2$, тогда для Γ_{jm} при $j \neq m$ имеем

$$\Gamma_{jm} = p \left[\sqrt{\gamma_j \gamma_m} + i\alpha |\Delta_j^L \Delta_m^L|^{1/2} \right], \quad (5)$$

где $\alpha = +1$ или -1 в зависимости от конкретных свойств атомной системы. Множитель p определяет корреляцию между интерференционными вкладами фотонов различной поляризации. В работах [7–12]

p полагалось равным единице, а в работе [13] при описании спектров комбинационного рассеяния p изменялось от 0 до 1 в зависимости от направления наблюдения рассеянных квантов. Следует подчеркнуть, что такой подход является некорректным: скорость релаксационных процессов атомной системы не зависит от направления наблюдения рассеянного излучения. В данной работе мы исследуем модельную трехуровневую систему без учета вырождения по магнитному моменту. Поэтому p будем рассматривать как модельный параметр. Выражения для элементов оператора радиационной релаксации Γ_{js} для реальных систем приводятся в Приложении. Следует отметить, что для большинства реальных систем параметр $p = 0$, что связано с фазовым гашением вкладов от фотонов с различными поляризациями (см. (П.2)). Однако в некоторых случаях, например при изменении плотности состояний электромагнитного поля, гашение нарушается и величина p будет отлична от нуля. В этом случае необходимо учитывать и изменение диагональных элементов Γ_{jj} . Так как константы радиационной релаксации в дальнейшем исследовании также будут считаться модельными параметрами, интерференционное изменение диагональных элементов будем считать уже учтенным. Предлагаемая модель может быть применена для качественного описания спонтанного свечения D -линии паров щелочных металлов в поле линейно поляризованной лазерной волны вблизи поверхности металла. Детальное исследование резонансной флуоресценции D -линии натрия в поле интенсивной электромагнитной волны при такой постановке задачи с учетом полного углового момента состояний требует отдельного рассмотрения.

Из выражений (1)–(4) находим уравнения для компонент атомной матрицы плотности $\rho_{jm} = \langle j | \rho | m \rangle$:

$$\begin{aligned} i\dot{\rho}_{jm} &= (\omega_{j1} - \omega_{m1})\rho_{jm} - \\ &- \frac{i}{2} \sum_{s=2,3} (\Gamma_{js}\rho_{sm} + \rho_{js}\Gamma_{sm}) + V_{j1}\rho_{1m} - \rho_{j1}V_{1m}, \\ i\dot{\rho}_{j1} &= (\omega_{j1} - \omega_L)\rho_{j1} - \\ &- \frac{i}{2} \sum_{s=2,3} \Gamma_{js}\rho_{s1} + V_{j1}\rho_{11} - \sum_{r=2,3} \rho_{jr}V_{rj}, \\ \rho_{1j} &= \rho_{j1}^*, \quad j, m = 2, 3, \end{aligned} \quad (6)$$

при условии $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$. Из уравнений (6) следует, что полная интенсивность рассеянного излучения определяется выражением

$$I_{rad} \propto \hbar\omega \left(\gamma_2\rho_{22} + \gamma_3\rho_{33} + 2\Gamma'_{32} \operatorname{Re} \rho_{23} \right). \quad (7)$$

Здесь учтено, что $\Gamma_{jm} = \Gamma'_{jm} + i\Gamma''_{jm}$. Заметим, что выражение (7) обусловлено недиагональной структурой оператора релаксации (4). В стандартном описании [2, 18] члены ухода имеют диагональную структуру:

$$R_{jk}^{(1)} = \hbar(\gamma_j + \gamma_k)\rho_{jk}/2 \quad (8)$$

и соответствуют обычному выражению для полной интенсивности рассеянного излучения:

$$I_{rad} \propto \hbar\omega \left(\gamma_2\rho_{22} + \gamma_3\rho_{33} \right) \quad (9)$$

(здесь и в (7) $\omega \approx \omega_{31} \approx \omega_{21}$). В дальнейшем мы будем нормировать полную интенсивность спонтанного свечения I_{rad} на величину $I_0 \propto \hbar\omega\gamma_2$, пропорциональную полной светимости атомов, возбужденных только во второе состояние. Корректность уравнений (4) и (6) проверялась нами в рамках диаграммной техники Келдыша для неравновесных функций Грина [19], а также атомно-фотонной матрицы плотности [20–22] с учетом подхода, развитого в [23]. Отметим, что некоторые аспекты, связанные с описанием спектральных характеристик релаксации возбужденных состояний, учитывались в работах [11, 12] в рамках аппарата амплитуд вероятностей.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ И ПОЛНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

В этом разделе мы рассмотрим влияние эффектов квантовой интерференции на полную интенсивность спонтанного свечения атомов и населенности верхних уровней. Как было показано в предыдущем разделе, недиагональный характер оператора радиационной релаксации приводит к появлению в стандартном выражении для полной интенсивности дополнительного члена $2\Gamma'_{32} \operatorname{Re} \rho_{23}$, учет которого может быть существенным.

На рис. 2, 3 представлены зависимости полной интенсивности резонансной флуоресценции от напряженности поля лазерной волны при различных соотношениях между временами радиационной релаксации и при различной интенсивности интерференционных эффектов (при различных значениях параметра p). Как видно из графиков, интерференционные процессы могут оказывать существенное влияние на свойства испускаемого атома, что при определенных значениях параметров может приводить к сильному (вплоть до нуля) уменьшению интенсивности (см. рис. 2б, 3б).

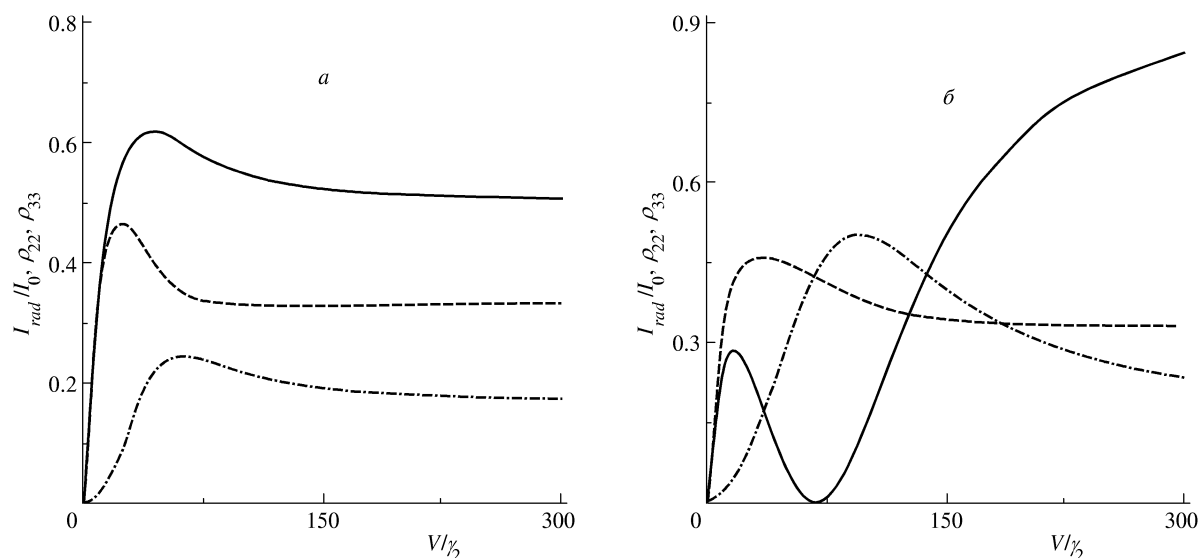


Рис. 2. Графики зависимостей населенностей верхних уровней и полной интенсивности резонансной флуоресценции от напряженности лазерного поля при значении параметров $\gamma_2 = \gamma_3$, $\Delta_2/\gamma_2 = 10$, $\Delta_3/\gamma_2 = -60$, $V = V_{21} = \sqrt{2}V_{31}$, $I_0 = \hbar\omega\gamma_2$, лэмбовский сдвиг уровней $\Delta_j^L = 0$, $p = 0$ (а), $p = 1$ (б); ρ_{22} — штриховая линия, ρ_{33} — штрихпунктир, I_{rad} — сплошная линия

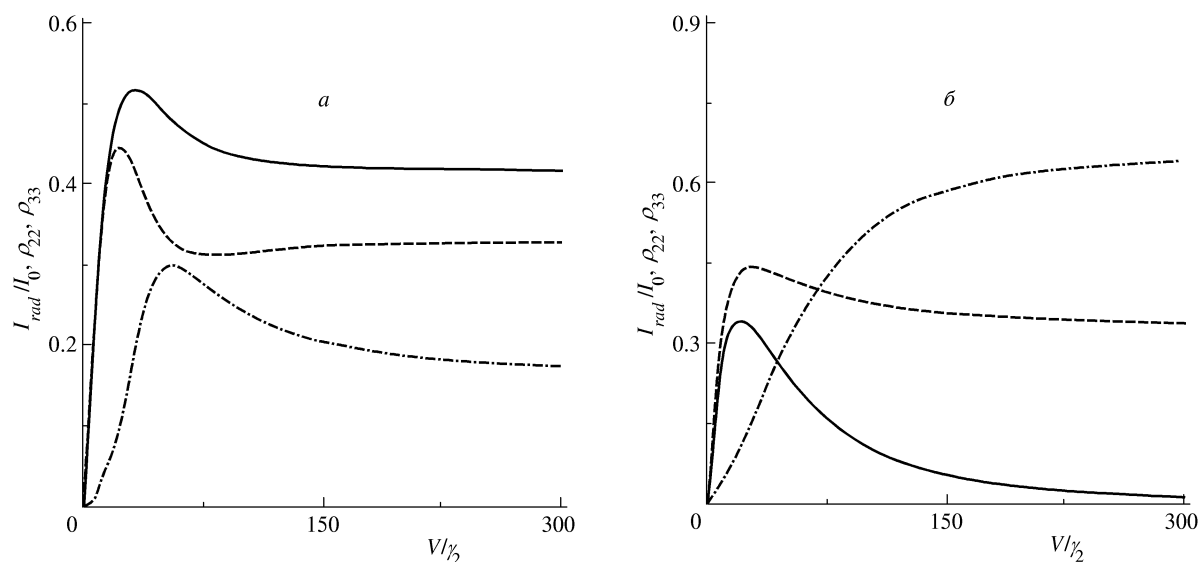


Рис. 3. Графики зависимостей населенностей верхних уровней и полной интенсивности резонансной флуоресценции от напряженности лазерного поля при значении параметров $\gamma_3/\gamma_2 = 0.5$ (значения остальных параметров и обозначения те же, что и для рис. 2)

Можно выделить несколько основных типов поведения полной интенсивности резонансной флуоресценции как функции напряженности волны накачки.

При выполнении соотношения $\gamma_2/\gamma_3 > (\mu_{21}/\mu_{31})^2$ сильного изменения зависимости интенсивности флуоресценции от напряженности волны с увеличением вклада интерференционных эффектов не происходит, что обусловлено слабыми изменениями

как в населенностях верхних уровней, так и в величине $\text{Re } \rho_{23}$. Как следствие наблюдается линейная зависимость интенсивности от параметра p (см. выражения (7) и (5)), характер которой для данной напряженности лазерного поля определяется величиной и знаком $\text{Re } \rho_{23}$.

Аналогичное поведение мы можем наблюдать и в случае $\gamma_2/\gamma_3 < (\mu_{21}/\mu_{31})^2$ при больших ($V_{j1} \gg \Delta_{j1}$) или малых ($V_{j1} \ll \Delta_{j1}$) напряжен-

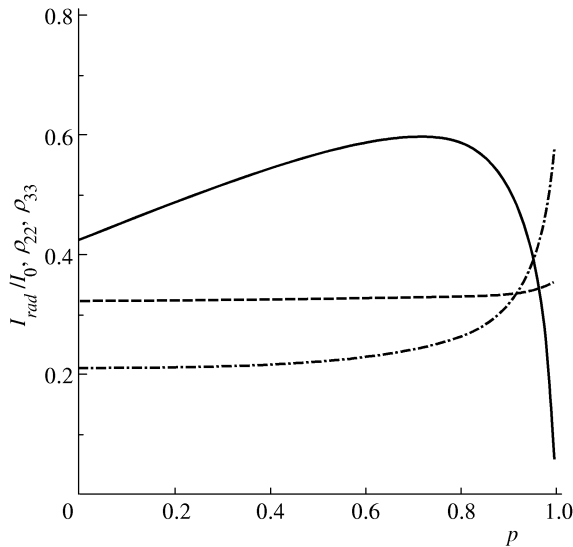


Рис. 4. Графики зависимостей населенностей верхних уровней и полной интенсивности резонансной флуоресценции от величины параметра p при $\gamma_2 = \gamma_3$, $V = V_{21} = 140$, $p = 1$ (значения остальных параметров и обозначения те же, что и для рис. 2)

ностях волны накачки. Однако при $V_{j1} \sim \Delta_{j1}$ влияние эффектов квантовой интерференции может приводить к существенному изменению в населенностях верхних уровней и в когерентности между ними (см. рис. 4), что влечет за собой сильное уменьшение свечения атомов в данной области значений параметров. Формально при $p = 1$ полная интенсивность резонансной флуоресценции может принимать даже нулевые значения (см. рис. 2б). Эффект уменьшения полной интенсивности резонансной флуоресценции особенно ярко выражен при условии $\gamma_2/\gamma_3 = (\mu_{21}/\mu_{31})^2$ и $p = 1$ (см. рис. 3б). Следует выделить этот случай, так как несмотря на рост напряженности лазерного поля и наличие полной инверсии населенностей $\rho_{11} < \rho_{22} < \rho_{33}$, интенсивность спонтанного свечения атомов уменьшается.

Дополнительно было проведено исследование зависимостей населенностей и полной интенсивности резонансной флуоресценции от лэмбовской составляющей недиагональной константы релаксации Γ''_{jm} . Было установлено, что в эффектах квантовой интерференции величина лэмбовского сдвига практически не влияет на вид населенностей и полной интенсивности. Однако, как будет показано позже, лэмбовский сдвиг может существенно влиять на вид спектров в областях малой интенсивности спонтанного свечения атомов.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ

В данном разделе мы проведем исследование спектров резонансной флуоресценции с учетом интерференционных эффектов и углового распределения спонтанного излучения. Для построения спектра используем аппарат атомно-фотонной матрицы плотности [20–23]. Следуя общей процедуре, добавим уравнение для нижнего состояния ρ_{11}

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = \frac{i}{2} \sum_{j,s=2,3} (\Gamma_{js}\rho_{sj} + \rho_{js}\Gamma_{js}) + \sum_{j=2,3} (V_{1j}\rho_{j1} - \rho_{1j}V_{j1}) \quad (10)$$

к системе (6) и перепишем ее в следующем виде:

$$i \frac{d\bar{\rho}}{dt} = M\bar{\rho}, \quad (11)$$

где

$$\bar{\rho} = (\rho_{11}, \rho_{22}, \rho_{33}, \rho_{21}, \rho_{12}, \rho_{31}, \rho_{13}, \rho_{32}, \rho_{23})^T,$$

а матрица M определяется системой уравнений (6) и (10).

Система уравнений для атомно-фотонной матрицы плотности $\bar{\rho}^\nu$ примет вид

$$i \frac{d\bar{\rho}^\nu}{dt} = (M - \nu I)\bar{\rho}^\nu + g_2^* \bar{F}_2 + g_3^* \bar{F}_3. \quad (12)$$

Здесь вектор

$$\bar{\rho}^\nu = (\rho_{11}^\nu, \rho_{22}^\nu, \rho_{33}^\nu, \rho_{21}^\nu, \rho_{12}^\nu, \rho_{31}^\nu, \rho_{13}^\nu, \rho_{32}^\nu, \rho_{23}^\nu)^T, \\ \rho_{js}^\nu = \langle j | \bar{\rho}^\nu | s \rangle$$

— проекции атомно-фотонной матрицы плотности на атомные переменные, $\nu = \omega - \omega_L$ (ω — частота рассеянного кванта), g_j — константа связи рассеянного излучения с переходом $|j\rangle \rightarrow |1\rangle$:

$$g_j = \mu_{1j} \left(\frac{2\pi\omega_L}{\hbar W} \right)^{1/2} \left(1 + O\left(\frac{\nu}{\omega_L} \right) \right)$$

(W — объем квантования). Выражение для констант связи g_j для реальных физических систем приводится в Приложении (см. (П.1)). Атомная матрица плотности определяется выражением

$$\rho = \text{Sp}(\rho^\nu)_{ph},$$

где индексом ph обозначены фотонные переменные. Векторы \bar{F}_2 и \bar{F}_3 выражаются через элементы атомной матрицы плотности следующим образом:

$$\bar{F}_2 = (\rho_{12}, 0, 0, \rho_{22}, 0, \rho_{32}, 0, 0, 0)^T,$$

$$\bar{F}_3 = (\rho_{13}, 0, 0, \rho_{23}, 0, \rho_{33}, 0, 0, 0)^T.$$

Следуя [15], константы связи g_j можно связать с элементами оператора радиационной релаксации и функцией углового распределения спонтанного излучения следующим образом:

$$\Gamma_{jk} = \int g_j g_k^* a_{jk} d\mathbf{k} = \int \bar{\Gamma}_{jk} dO = \int \Gamma_{jk} \Phi_{jk}(\phi, \theta) dO. \quad (13)$$

Здесь \mathbf{k} — волновой вектор вакуумной моды, a_{jk} — комплексный контур линии, dO — элемент телесного угла, величина $\Phi_{jk}(\phi, \theta) \sin(\theta) d\theta d\phi$ определяет интенсивность резонансной флуоресценции в угол $d\phi d\theta$ в сферических координатах и обладает нормировкой

$$\int \Phi_{jk}(\phi, \theta) dO = 1.$$

Вообще говоря, в рамках данной модели функция углового распределения спонтанного излучения $\Phi_{jk}(\phi, \theta)$ не может быть получена из выражения (13). Для ее определения требуется полное рассмотрение, учитывающее магнитные подуровни и поляризационный состав как спонтанного излучения, так и волны накачки. Выражение для функции $\Phi_{jk}(\phi, \theta)$, полученное при таком рассмотрении, приводится в Приложении (см. (П.3)). В рассматриваемой модели функция $\Phi_{jk}(\phi, \theta)$ вводится феноменологически.

Общее выражение для спектра флуоресценции при наблюдении в некотором направлении имеет вид

$$A(\nu) d\nu dO = \text{Im} \left(\sum_{j=2,3} g_j \rho_{j1}^\nu \right) \frac{\nu^2 d\nu}{c^3} dO. \quad (14)$$

Используя (13), его можно привести к более простому виду:

$$A(\nu) = \text{Im} \left(\sum_{j,k=2,3} \bar{\Gamma}_{jk} (M^{-1} \bar{F}_j)_{k1} \right), \quad (15)$$

где $(M^{-1} \bar{F}_j)_{k1}$ — элементы вектора $M^{-1} \bar{F}_j$, места которых соответствуют местам элементов ρ_{k1} вектора $\bar{\rho}$. Явный вид величин $\bar{\Gamma}_{jk}$ зависит от геометрии задачи. Для большинства задач, где не интересуются угловым распределением рассеянного излучения, полагают $\Phi_{jk}(\phi, \theta) = 1$ и $\bar{\Gamma}_{jk} = \gamma_j \delta_{jk}$ (δ_{jk} — символ Кроннекера). В данной работе мы будем полагать, что система имеет выделенную ось, тогда используя выражение (П.3), можно показать, что величины $\bar{\Gamma}_{jk}$ имеют вид

$$\bar{\Gamma}_{jk} = \Gamma_{jk} (c_{jk} + b_{jk} \cos(2\theta)). \quad (16)$$

Первое слагаемое в (16) описывает вклад стандартного спонтанного испускания, а второе — поляризационные эффекты, вклад которых при интегрировании по углам обращаются в нуль. В этом случае выражение для спектра принимает вид

$$A(\nu) = \text{Im} \left(\sum_{j,k=2,3} \Gamma_{jk} (c_{jk} + b_{jk} \cos(2\theta)) (M^{-1} F_j)_{k1} \right). \quad (17)$$

Для интерпретации спектров трехуровневого атома формулу (17) можно преобразовать к виду

$$A(\nu) = \sum_{n=1}^9 \frac{f_n}{\nu - \Omega_n + i\gamma_n} + \text{c.c.}, \quad (18)$$

где $\Omega_n - i\gamma_n$ — собственные числа матрицы M , а f_n — комплексная величина, определяющая вес соответствующего типа. Величины Ω_n имеют трехкратное вырождение вблизи нуля, оставшиеся шесть ($\pm\Omega_1, \pm\Omega_2, \pm\Omega_3$) симметричны относительно ν . Они представляют собой частоты Раби трехуровневой системы и описывают высокочастотный эффект Штарка. Кроме того, одно из собственных значений матрицы M равно нулю, т. е. для одного из вырожденных $\Omega_n = 0$ также и $\gamma_n = 0$, это соответствует упругому рэлеевскому рассеянию, происходящему без изменения частоты. Учитывая это и используя формулу Сохоцкого, в (18) можно выделить несмещенную рэлеевскую компоненту рассеяния:

$$A^{el} = \sum_{j,k=2,3} \bar{\Gamma}_{jk} \rho_{1j} \rho_{k1} \delta(\nu). \quad (19)$$

Здесь $\delta(\nu)$ — дельта-функция Дирака. Отметим, что в сильных полях, а также при наличии столкновений, вклад упругой компоненты мал, поэтому им можно пренебречь, а формулу (18) переписать в виде

$$A(\nu) \approx \sum_{j=1}^8 \frac{\text{Re}(f_n)(\nu - \Omega_n) + \text{Im}(f_n)\gamma_n}{(\nu - \Omega_n)^2 + \gamma_n^2} + A^{el} \delta(\nu). \quad (20)$$

В выражении (20) центральный пик с $\Omega_9 = 0$ двукратно вырожден и является суммой двух лоренцианов с различными ширинами. Поэтому в спектре резонансной флуоресценции можно ожидать до семи компонент.

Член

$$\sum_{n=1}^8 \frac{\text{Re}(f_n)(\nu - \Omega_n)}{(\nu - \Omega_n)^2 + \gamma_n^2}$$

дисперсионного вида может приводить к асимметрии пиков и уменьшать до нуля интенсивность пи-

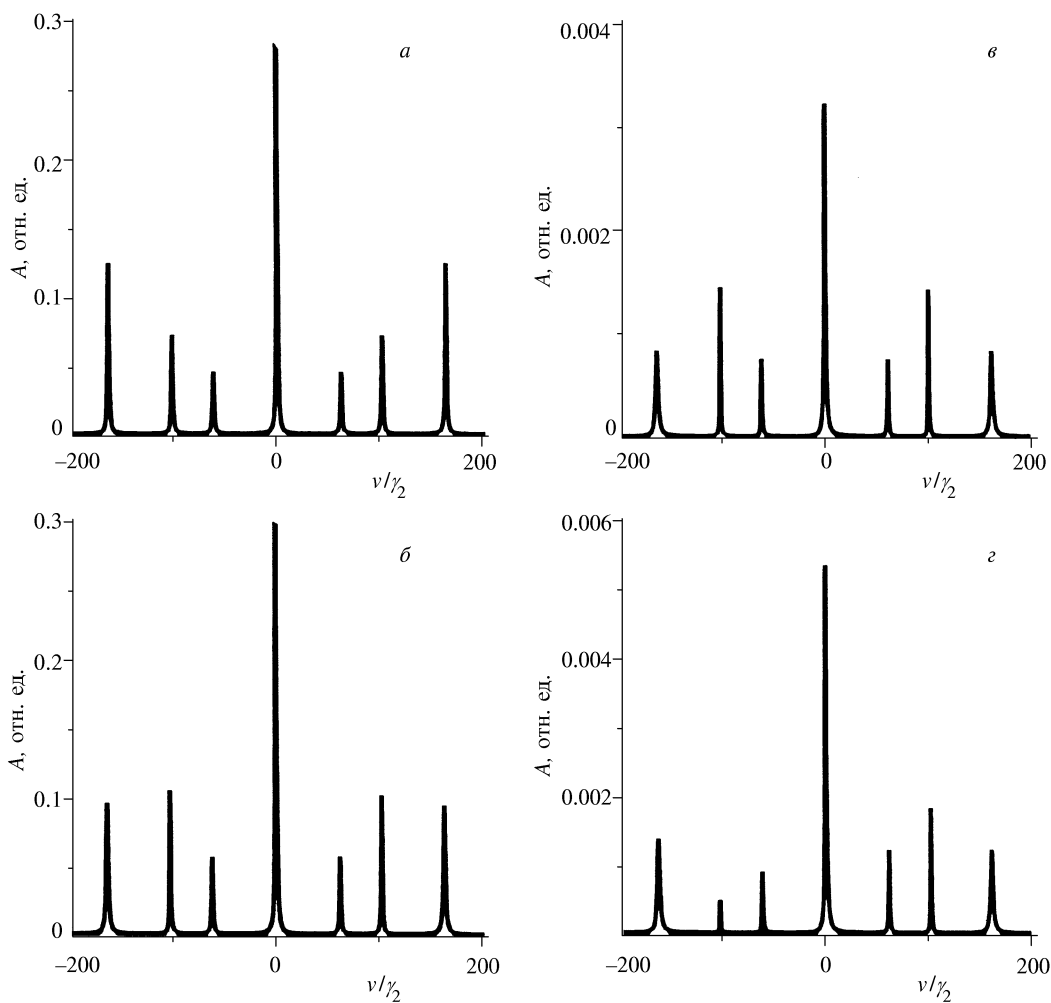


Рис. 5. Спектры резонансной флуоресценции при $\gamma_2 = \gamma_3$, $\Delta_2/\gamma_2 = 10$, $\Delta_3/\gamma_2 = -60$, $V = V_{21} = \sqrt{2}V_{31} = 60$, $b_{jk} = 0$, $a_{jk} = 1$. а) $p = 0$, $\Delta_j^L/\gamma_2 = 0$; б) $p = 0.5$, $\Delta_j^L/\gamma_2 = 0$; в) $p = 1$, $\Delta_j^L/\gamma_2 = 0$; г) $p = 1$, $\Delta_j^L/\gamma_2 = 3$

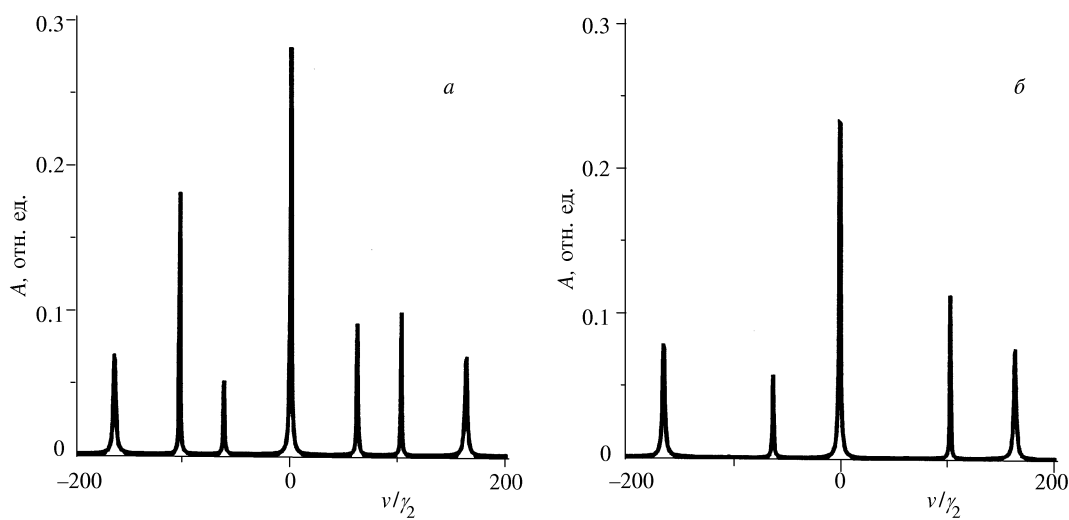


Рис. 6. Спектры резонансной флуоресценции $p = 0.8$, $b_{jj} = 0.2$, $\theta = 0$, $\Delta_j^L = 0$, $a_{jk} = 1$, $b_{23} = b_{32} = 0$ (а), $b_{23} = b_{32} = 0.5$ (б) (значения остальных параметров те же, что и для рис. 5)

ков в спектре для некоторых частот. Такая возможность исследовалась в работе [11] для спектров спонтанного испускания. Как видно из графиков, дисперсионная составляющая вносит существенный вклад только при $p = 1$ в областях с малой полной интенсивностью резонансной флуоресценции, что заметно в легкой несимметричности пиков (см. рис. 5в). Поэтому основные изменения в спектре связаны с членом

$$\sum_{n=1}^8 \frac{\text{Im}(f_n)\gamma_n}{(\nu - \Omega_n)^2 + \gamma_n^2},$$

причем поскольку величина Ω_j не изменяется при постоянных E_L и δ_j , при увеличении p основные изменения происходят с величинами $\text{Im}(f_n)$ и γ_n .

Как видно из спектров, изменения величин $\text{Im}(f_n)$ и γ_n могут носить неодинаковый для всех пиков характер. Кроме того, исследование затруднено большим количеством параметров, которые, вообще говоря, для реальных систем связаны между собой (например, константы c_{jk} , b_{jk} и p). Однако можно указать некоторые общие закономерности.

При $p = 0$ и $\Delta_j^I = 0$ система обладает симметричным спектром вне зависимости от соотношений между γ_j , Δ_j , V_{j1} (см. рис. 5а). Этот факт согласуется с хорошо известным результатом Моллоу для спектров двухуровневого атома [26]. Следует отметить, что несимметричность спектров, полученных в работе [14] при правильной общей методологии, вызвана неполным усреднением по $g_j g_k^*$ (см. (13), (14)).

Другой интересный результат касается влияния квантовой интерференции на вид спектра. В большинстве случаев с ростом p уменьшается интенсивность крайних линий относительно центральных, при этом симметрия в спектре сохраняется (см. рис. 5б, в) (исключение составляет область с почти равной нулю полной интенсивностью резонансной флуоресценции, где важен вклад дисперсионного члена вида (20)).

Исследование влияния лэмбовского сдвига на вид спектров показывает, что его учет не приводит к существенным изменениям в случае больших интенсивностей спонтанного свечения атомов. Однако в областях с малой полной интенсивностью (см. разд. 3) учет лэмбовского сдвига может приводить к существенной модификации спектра (см. рис. 5г).

Зависимости спектров от функции углового распределения (см. (13)–(17)) представлены на рис. 6. Как видно из рисунков, эти характеристики могут оказывать существенное влияние на вид спектров, а вдоль определенных направлений приводить как к изменению полной интенсивности резонансной флуоресценции, так и к вырождению или, наоборот, к сильному усилению отдельных линий в спектре.

Следует еще раз подчеркнуть, что данное исследование в известной мере иллюстративно. Явный вид функции углового распределения $\Phi_{jk}(\phi, \theta)$ сильно зависит от геометрии задачи, который так же, как и параметр p , зависит от эффектов квантовой интерференции. Поэтому полное рассмотрение реальных систем требует учета вырождения по угловому моменту и связей между константами c_{jk} , b_{jk} и p .

Таким образом, мы показали, что процессы квантовой интерференции при радиационной релаксации возбужденных состояний могут сильно изменять как полную интенсивность спонтанного свечения атомов и его угловое распределение, так и динамику населенностей атомных уровней и спектры резонансной флуоресценции. Кроме того, мы получили аналитические выражения для полной интенсивности и спектров резонансной флуоресценции с учетом недиагонального характера оператора радиационной релаксации и углового распределения спонтанного излучения. Результаты данной работы могут быть использованы для качественного описания спонтанного свечения D -линии паров щелочных металлов в поле линейно поляризованной лазерной волны вблизи поверхности металла.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 99-02-17063, № 96-15-96446, № 99-02-18176).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Структура интерференционных членов в операторе радиационной релаксации для реальных атомных систем

Выражение (5) для оператора радиационной релаксации учитывает влияние интерференционных эффектов в спонтанном испускании атомов, однако оно описывает модельную невырожденную атомную подсистему. Рассмотрим роль этих эффектов для реальной системы с учетом вырождения по угловому моменту. Радиационное время жизни, или скорость радиационной релаксации, возбужденного состояния атомной системы определяется с помощью стандартной процедуры Вигнера–Вайскопфа. Она использует второй порядок теории возмущения по константе связи в резонансном приближении. Предположим, что близлежащие возбужденные состояния имеют значения углового момента J_2 и J_3 , то-

гда явное выражение для константы связи можно представить в виде [15]

$$g_{j1}^{k\sigma}(M_j, M_1) = i(-1)^\sigma C_{J_j M_j J_1 - M_1}^{1-\sigma} \frac{\|\mu_{j1}\|}{\sqrt{3}} U_{k\sigma}(\mathbf{r}) \sqrt{\frac{2\pi\omega_k}{\hbar W}}. \quad (\text{П.1})$$

Используя аналог общего выражения (13) для элементов оператора радиационной релаксации, имеем

$$\begin{aligned} \Gamma_{js}(M_j M_s) &= \sum_{M_1} \int g_{j1}^{k\sigma}(M_j, M_1) g_{1s}^{k\sigma'}(M_1, M_s) a_{js} \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} = \\ &= \frac{2\pi \|\mu_{j1}\| \|\mu_{s1}\|}{\hbar \sqrt{(2J_j+1)(2J_s+1)}} \sum_{M_1, \lambda, \sigma, \sigma'} C_{J_1 M_1 1\sigma}^{J_j M_j} C_{J_1 M_1 1\sigma'}^{J_s M_s} \times \\ &\times \int U_{\mathbf{k}\sigma} U_{\mathbf{k}\sigma'} D_{\lambda\sigma'}^1(\mathbf{k}) \left(D_{\lambda\sigma}^1(\mathbf{k}) \right)^* \omega a_{js} \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}. \quad (\text{П.2}) \end{aligned}$$

В (П.1), (П.2) $C_{J_1 M_1 1\sigma}^{J_j M_j}$, $C_{J_1 M_1 1\sigma'}^{J_s M_s}$, $C_{J_j M_j J_1 - M_1}^{1-\sigma}$ — коэффициенты Клебша—Гордона, $U_{\mathbf{k}\sigma}(\mathbf{r})$ — пространственный модовый фактор фотонов σ -поляризации с волновым вектором \mathbf{k} (λ — индекс поляризации в повернутой эйлеровой системе координат), $D_{\lambda\sigma}^1$ — функция Вигнера, $a_{js} = a_{js}(\omega, \sigma, \sigma')$ — комплексный контур линии.

Выражение (П.2) позволяет выделить все основные характеристики спонтанного испускания, оно находится в энергетическом балансе с уравнением для динамики фотонного поля (см., например, [15]). Это выражение позволяет описывать угловую структуру рассеянного излучения [24] и поляризационные эффекты. Используя (П.2), мы можем записать функцию углового распределения спонтанного излучения

$$\begin{aligned} \Phi_{js}^{M_j \sigma M_s \sigma'}(\phi, \theta) &= \sum_{M_1, \lambda} C_{J_1 M_1 1\sigma}^{J_j M_j} C_{J_1 M_1 1\sigma'}^{J_s M_s} U_{\mathbf{k}\sigma} U_{\mathbf{k}\sigma'} \times \\ &\times D_{\lambda\sigma'}^1(\phi, \theta, 0) \left(D_{\lambda\sigma}^1(\phi, \theta, 0) \right)^*. \quad (\text{П.3}) \end{aligned}$$

Анализируя (П.2), необходимо учитывать следующие свойства сумм [25]:

$$\sum_{M_1} C_{J_1 M_1 1\sigma}^{J_j M_j} C_{J_1 M_1 1\sigma'}^{J_s M_s} = \begin{cases} 1, & \sigma \neq \sigma', \\ \delta_{J_j, J_s}, & \sigma = \sigma', \end{cases} \quad (\text{П.4})$$

а также свойство ортогональности вигнеровских функций:

$$\int D_{\lambda\sigma'}^1(\mathbf{k}) \left(D_{\lambda\sigma}^1(\mathbf{k}) \right)^* dO = \delta_{\sigma', \sigma}. \quad (\text{П.5})$$

Из соотношений (П.4), (П.5) видно, что для большинства реальных атомных систем интерференционное затухание отсутствует, т.е. $\Gamma_{js} = 0$ при $j \neq s$. Исключение составляют лишь близлежащие состояния с одинаковыми значениями углового момента. Выполненный нами анализ для атомных систем, включающий сверхтонкое расщепление, подтверждает этот результат. Однако отметим, что в ряде случаев при $J_2 \neq J_3$ коэффициент p в (5) может быть отличен от нуля.

1. Если атомы помещены в высокочастотный резонатор, изменяющий плотность состояний электромагнитного поля, причем ось резонатора задает выделенное направление (ось квантования). Плотность состояний для фотонов различной поляризации может существенно различаться, при этом в выражении (П.2) интерференционное гашение исчезает. Естественно, здесь необходимо учитывать эффект Парселла, а именно, изменение обычных скоростей радиационной релаксации γ_j в резонаторе.

2. Если атомы находятся в сильнодиспергирующей среде с различными значениями $\varepsilon(\omega, \sigma)$. В этом случае величина Γ_{23} является функцией проекций M угловых моментов. Тогда, например, для D -линии натрия, возбуждаемых линейно поляризованным излучением, имеем для $\Gamma_{23}(1/2, 1/2)$

$$p = \frac{\sqrt{2}}{3} (\phi(0) - \phi(+1)) \quad (\text{П.6})$$

и для $\Gamma_{23}(-1/2, -1/2)$

$$p = \frac{\sqrt{2}}{3} (\phi(-1) - \phi(0)). \quad (\text{П.7})$$

Величина $\phi(\sigma)$ определяется сверткой

$$\phi(\sigma) = \int \varepsilon(\omega, \sigma) a_{23}(\omega, \sigma) \frac{d\omega}{2\pi}, \quad (\text{П.8})$$

где $\sigma = 0, \pm 1$. При этом, если рассматриваемый переход дает существенный вклад в величину диэлектрической проницаемости среды, ее значение должно вычисляться самосогласованным образом. Если этот вклад мал, а значение $\varepsilon(\omega, \sigma)$ определяется другим видом частиц в среде и слабо меняется в пределах контура линии рассматриваемых переходов, то из под интеграла в (П.6) выносятся $\varepsilon(\omega_0, \sigma)$.

3. Если атомы находятся в поле сильной электромагнитной волны, когда существенными становятся эффекты нелинейной динамической релаксации и имеется значительное различие контуров линий для фотонов различной поляризации. В этом случае для параметра p имеем следующую оценку:

$$p \propto \frac{V}{\omega_0}. \quad (\text{П.9})$$

Здесь $V \sim V_{j1}$. Укажем, что параметр p во всех трех обсуждавшихся выше случаях может быть как положительной, так и отрицательной величиной. Конкретный знак p зависит от физических условий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Б. Александров, Г. И. Хвостенко, М. П. Чайка, *Интерференция атомных состояний*, Наука, Москва (1991).
2. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. И. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1990).
3. С. Стенхолм, *Основы лазерной спектроскопии*, Мир, Москва (1987).
4. С. Г. Раутиан, Письма в ЖЭТФ **61**, 461 (1995).
5. Ф. А. Ломая, А. А. Пантелеев, ЖЭТФ **103**, 1970 (1993).
6. Э. Г. Пестов, Труды ФИАН **187**, 60 (1988).
7. D. Agassi, Phys. Rev. A **30**, 2449 (1984).
8. Э. А. Маныкин, А. М. Афанасьев, ЖЭТФ **48**, 931 (1965).
9. Э. А. Маныкин, А. М. Афанасьев, ЖЭТФ **52**, 1246 (1967).
10. Ce Chen, Yi-Yian Yin, and D. S. Elliot, Phys. Rev. Lett. **64**, 507 (1990).
11. S. Y. Zhu, R. C. F. Chan, and C. P. Lee, Phys. Rev. A **52**, 710 (1995).
12. А. З. Девдариани, В. Н. Островский, Ю. Н. Себякин, ЖЭТФ **71**, 909 (1976).
13. S. Y. Zhu and M. O. Scully, Phys. Rev. Lett. **76**, 388 (1996).
14. А. Г. Леонов, А. А. Пантелеев, А. Н. Старостин, Д. И. Чехов, ЖЭТФ **105**, 1536 (1994).
15. А. А. Пантелеев, ЖЭТФ **111**, 440 (1997).
16. V. Savchenko, A. A. Panteleev, and A. N. Starostin, in *Proc. of the 13th Intern. Conf. of Spectral Line Change*, Firenze (1996), p. 132.
17. V. I. Savchenko, N. J. Fisch, A. A. Panteleev, and A. N. Starostin, Phys. Rev. A **59**, 708 (1999).
18. G. S. Agarwal, in *Progress in Optics*, ed. by E. Wolf, North-Holland, Amsterdam (1973), Vol. XI, p. 2.
19. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1515 (1964).
20. M. O. Scully and W. E. Lamb Jr., Phys. Rev. **159**, 208 (1967).
21. S. Stenholm, D. A. Holm, and M. Sargent III, Phys. Rev. A **31**, 3112 (1985).
22. M. Sargent III, D. A. Holm, and M. S. Zubary, Phys. Rev. A **31**, 3124 (1985).
23. А. А. Пантелеев, А. Н. Старостин, ЖЭТФ **106**, 1606 (1994).
24. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
25. Д. А. Варшалович, А. П. Москалев, В. К. Херсонский, *Квантовая теория углового момента*, Наука, Ленинград (1975).
26. В. R. Mollow, Phys. Rev. **188**, 1969 (1969).