Резонансная флуоресценция гамма-излучения в режиме когерентного перемешивания мессбауэровских подуровней

© Э.К. Садыков, А.А. Юричук, В.В. Аринин

Казанский государственный университет,
420008 Казань, Россия

E-mail: esad@ksu.ru

(Поступила в Редакцию 18 июня 2002 г.)

Разработан метод расчета спектра резонансной флуоресценции когерентного гамма-излучения конечной ширины, когда подуровни основного состояния ядра связаны сильным полем. В этом случае на форму спектров существенное влияние оказывают как эффекты когерентности, индуцируемой в системе сильным полем, так и конечная ширина гамма-излучения. Полученные здесь и ранее результаты стимулируют экспериментальное исследование когерентности квантовой системы и квантовой интерферентности на мессбауэровских гамма-переходах путем возбуждения когерентной динамики намагниченности или оптической подсистемы в твердых телах.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований № 01-02-17502, НИОКР РТ № 06-6.1-21/2001 (Ф), CRDF NREC 007, УР.02.01.021.

Мессбауэровская спектроскопия когерентно возбужденного состояния вещества [1,2] остается актуальной областью исследования. В последние годы, например, изучаются эффекты квантовой интерференции на мессбауэровских переходах, возникающие в режиме когерентного возбуждения системы и представляющие интерес в качестве возможного механизма достижения режима безынверсного усиления гамма-излучения [3–6]. В недавней работе [7] мы обратили внимание на существенную роль когерентности и квантовой интерференции в процессе резонансной флуоресценции гамма-излучения. Соотношение интенсивностей спектральных линий, переизлученных через подуровни возбужденного состояния ядра, когда эти подуровни связаны сильным радиочастотным (РЧ) или лазерным излучением, оказалось весьма чувствительным к форме спектра гамма-излучения, используемого в качестве накачки. Рассмотренный в [7] случай может быть сопоставлен с Σ- или Λ-схемой воздействия двух когерентных полей на трехуровневую систему (согласно принятой в оптике классификации [8,9]), хотя в рамках нашей модели с участием двух полей (гамма-излучение и сильное, например оптического поле), отличающихся правилами отбора, такая классификация не исчерпывает всех возможных схем эксперимента. В данной работе мы также изучаем процесс резонансной флуоресценции гамма-излучения, но теперь рассматривается случай, когда сильное поле действует на подуровни основного состояния ядра (V-схема). В работе [7] мы констатировали, что для Σ-схемы измерение соотношения интенсивностей линий в спектре рассеяния является более эффективным методом изучения интерференционных явлений (наведенной в системе когерентности), чем анализ формы спектра рассеяния. Напротив, в случае V-схемы именно форма спектра рассеяния дает информацию о когерентности в системе. Вид спектра рассеяния, как и в [7] во многом определяется характеристиками гамма-излучения накачки.

1. Метод расчета

Рассмотрим трехуровневую V-схему, представленную на рис. 1. Уровни *1* и *2* могут быть связаны РЧ- или оптическим излучением, уровни *1* и *3*, а также *2* и *3* — гамма-излучением.

Уравнение для матрицы плотности этой системы в представлении взаимодействия имеет вид

$$\frac{d\hat{\rho}'}{dt} = -\frac{i}{\hbar}\left[\hat{H}'\hat{\rho}'\right] + \Lambda\hat{\rho}'. \tag{1}$$

В этом уравнении гамильтониан $\hat{H}'$ определяется следующим образом:

$$\hat{H}' = \exp(i\hat{H}_0 t/\hbar)(\hat{H}^d + \hat{H}^p)\exp(-i\hat{H}_0 t/\hbar), \tag{2}$$

где $\hat{H}_0$, $\hat{H}^d$ и $\hat{H}^p$ — нулевой гамильтониан, сильное РЧ-поле (либо лазерное излучение) и поле накачки

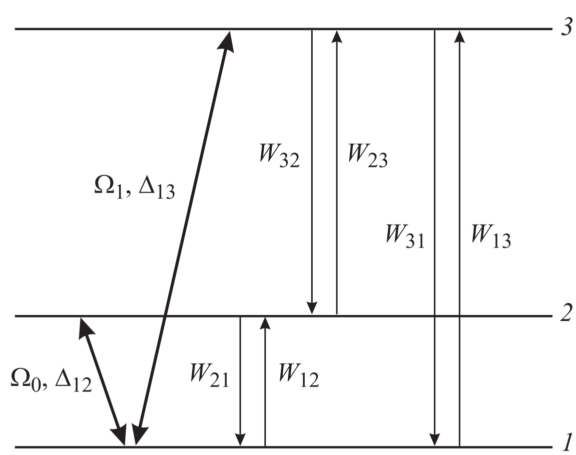

Рис. 1. V-схема. W_{ij} — параметры, характеризующие некогерентную накачку (W_{13}, W_{23}), спонтанный распад (W_{31}, W_{32}) и релаксацию (W_{12}, W_{21}).

Трехуровневая V-схема. Матрица $\mathbf{L}$ и вектор $\mathbf{I}$. $\Gamma_{12} = (W_{12} + W_{13} + W_{21} + W_{23})/2 + i\Delta_{12}$, $\Gamma_3 = (W_{12} + W_{13} + W_{31} + W_{32})/2 + i\Delta_{13}$, $\Delta_{23} = (W_{21} + W_{23} + W_{31} + W_{32})/2 + i(\Delta_{13} - \Delta_{12})$

	1	2	3	4	5	6	7	8	**I**
1	$-\Gamma_{12}$	0	0	$-2i\Omega_0^*$	0	0	$-i\Omega_1^*$	$-i\Omega_0^*$	$i\Omega_1^*$
2	0	$-\Gamma_{13}$	0	$-i\Omega_1^*$	$-i\Omega_0^*$	0	0	$-2i\Omega_1^*$	$i\Omega_1^*$
3	0	0	$-\Gamma_{12}^*$	$2i\Omega_0$	$i\Omega_1$	0	0	$i\Omega_0$	$-i\Omega_0$
4	$-i\Omega_0$	0	$i\Omega_0^*$	$-(W_{12} + W_{21} + W_{23})$	0	0	0	$-(W_{12} - W_{32})$	W_{12}
5	0	$-i\Omega_0$	$i\Omega_1^*$	0	$-\Gamma_{23}$	0	0	0	0
6	0	0	0	$i\Omega_1$	0	$-\Gamma_{13}^*$	$i\Omega_0$	$2i\Omega_1$	$-i\Omega_1$
7	$-i\Omega_1$	0	0	0	0	$i\Omega_0^*$	$-\Gamma_{23}^*$	0	0
8	0	$-i\Omega_1$	0	$W_{23} - W_{13}$	0	$i\Omega_1^*$	0	$-(W_{31} + W_{32} + W_{13})$	W_{13}

соответственно. Согласно [8,9].

$$\hat{H}_0 = \hbar \sum_{i=1}^{3} \varepsilon_i \hat{a}_i^+ \hat{a}_i, \tag{3}$$

$$\hat{H}^d = \hbar\Omega_0 \exp(-\omega_0 t)\hat{a}_2^+ \hat{a}_1 + \hbar\Omega_0^* \exp(i\omega_0 t)\hat{a}_1^+ \hat{a}_2, \tag{4}$$

$$\hat{H}^p = \hbar\Big[\Omega_1 \exp(i\theta(t))\hat{a}_3^+ \hat{a}_1 \exp(-i\omega_1 t) + \Omega_1^* \exp(-i\theta(t))\hat{a}_1^+ \hat{a}_3 \exp(i\omega_1 t)\Big]. \tag{5}$$

Здесь $\hat{a}_i$ и $\hat{a}_i^+$ — операторы Ферми, Ω_0 и Ω_1 — амплитуды сильного поля и поля накачки, умноженные на соответствующие матричные элементы переходов.

В выражении (5) предполагается флуктуация фазы поля накачки; $\theta(t)$ — случайная функция, подчиняющаяся процессу Винера–Леви. Форма линии такого поля эквивалентна лоренцевой линии с шириной $2D$, определяемой соотношением [10,11]

$$\big\langle \dot{\theta}(t)\dot{\theta}(t) \big\rangle = 2D\delta(t - t'). \tag{6}$$

Прежде чем решить уравнение (1) с взаимодействием (5), запишем решение этого уравнения, когда во взаимодействии (5) флуктуации отсутствуют (см. [8])

$$\frac{d}{dt}\mathbf{\Psi} = \mathbf{L}\mathbf{\Psi} + \mathbf{I}. \tag{7}$$

Здесь $\mathbf{L}$ и $\mathbf{I}$ — постоянные матрица и вектор (см. таблицу), зависящие от Ω_0, Ω_1 и параметров необратимых процессов (второе слагаемое в уравнении (1)), $\mathbf{\Psi}$ — вектор-столбец со следующими компонентами:

$$\begin{aligned} &\Psi_1 = \rho'_{12} \exp(-i\Delta_{12} t), \quad \Psi_2 = \rho'_{13} \exp(-i\Delta_{13} t),\\ &\Psi_3 = \rho'_{21} \exp(i\Delta_{12} t), \quad \Psi_4 = \rho'_{22},\\ &\Psi_5 = \rho'_{23} \exp(i(\Delta_{12} - \Delta_{13})t), \quad \Psi_6 = \rho'_{31} \exp(i\Delta_{13} t),\\ &\Psi_7 = \rho'_{32} \exp(i(\Delta_{13} - \Delta_{12})t), \quad \Psi_8 = \rho'_{33}. \end{aligned} \tag{8}$$

В этих соотношениях $\Delta_{12} = \omega_0 - \varepsilon_2 + \varepsilon_1$ и $\Delta_{13} = \omega_1 - \varepsilon_3 + \varepsilon_1$ — расстройки частот ω_0 и ω_1 относительно их резонансных значений. Далее все частоты даны в единицах W_{31} и при расчетах принято $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = 30$ (рис. 1).

Как показано в работе [8], именно решения уравнений (7) позволяют вычислить корреляционные функции для операторов поляризации и далее спектр спонтанного излучения и поглощения пробного излучения.

Спектр спонтанного излучения, например, на переходе $j \to i$ является фурье-образом двухвременной корреляционной функции

$$\gamma(\tau_1, \tau_0) \propto \big\langle \hat{P}^{(-)}(\tau_1)\hat{P}^{(+)}(\tau_0) \big\rangle, \tag{9}$$

где $\hat{P}^{(+)} = \mu_{ij}\hat{a}_i^+ \hat{a}_j$ — положительная часть оператора поляризации.

Для вычисления (9) используется теорема квантовой регрессии. Вначале вычислим одновременное среднее через решения уравнений (7)

$$\big\langle \hat{P}^{(-)}(\tau_1) \big\rangle = \mathrm{Tr}[\mu_{ij}\hat{a}_j^+ \hat{a}_i \hat{\rho}] = \mu_{13} \exp(i\omega_1 \tau_1)\Psi_2(\tau_1) + \mu_{23} \exp(i\omega_1 \tau_1 - i\omega_0 \tau_1)\Psi_5(\tau_1). \tag{10}$$

Если в (1) включено взаимодействие (5) с полем с флуктуирующей фазой, структура уравнения (7) существенно меняется,

$$\frac{d}{dt}\mathbf{\Psi}' = \big[\mathbf{L} - i\dot{\theta}(t)\mathbf{L}'\big]\,\mathbf{\Psi}' + \mathbf{I}\exp(-i\dot{\theta}(t)). \tag{11}$$

Теперь необходимые для вычисления (10) величины $\Psi_2(\tau_1)$ и $\Psi_5(\tau_1)$ образуют вектор $\mathbf{\Psi}'$ (Ψ_1^-, Ψ_2, Ψ_3^-, Ψ_4^-, Ψ_5, Ψ_6^{--}, Ψ_7^{--}, Ψ_8^-), компоненты которого в свою очередь определяются через (8),

$$\Psi_i^- = \Psi_i \exp(-i\theta(t)), \quad \Psi_i^+ = \Psi_i \exp(i\theta(t)),$$
$$\Psi_i^{--} = \Psi_i \exp(-2i\theta(t)). \tag{12}$$

Матрица $\mathbf{L}$ и вектор $\mathbf{I}$ в (11) — те же, что и в (7). Диагональная матрица $\mathbf{L}'$ имеет следующие ненулевые элементы: $L'_{6,6} = L'_{7,7} = -2$, $L'_{1,1} = L'_{3,3} = L'_{4,4} = L'_{8,8} = -1$.

Уравнение (11) — стохастическое дифференциальное уравнение. После усреднения по стохастическим переменным оно принимает следующий вид [10,11]:

$$\frac{d}{dt}\big\langle \mathbf{\Psi}' \big\rangle = \Big[\mathbf{L} - D(\mathbf{L}')^2 \big\langle \mathbf{\Psi}' \big\rangle + \mathbf{I}\big\langle \exp(-i\theta(t)) \big\rangle = \mathbf{L}_1 \langle \mathbf{\Psi}' \rangle + \mathbf{I}\big\langle (-i\theta(t)) \big\rangle\Big]. \tag{13}$$

Решение этого уравнения можно записать следующим образом (далее опускаем знак стохастического усреднения для величин $\mathbf{\Psi}'$):

$$\mathbf{\Psi}'(\tau_1) = \exp\left[\mathbf{L}_1(\tau_1 - \tau_0)\right]\mathbf{\Psi}'(\tau_0) + \int\limits_{\tau_0}^{\tau_1} d\tau' \exp\left[\mathbf{L}_1(\tau_1 - \tau')\right]\mathbf{I}\left\langle \exp(-i\theta(\tau'))\right\rangle. \quad (14)$$

Производя замену переменных $\tau = \tau_1 - \tau_0$ и $\tau'' = \tau' - \tau_0$ с учетом $\left\langle \exp(-i\theta(\tau'))\right\rangle = \exp(-D(\tau' - \tau_0)) \times \left\langle \exp(-i\theta(\tau_0))\right\rangle$, получаем

$$\mathbf{\Psi}'(\tau) = \exp[\mathbf{L}_1\tau]\mathbf{\Psi}'(\tau_0) + \int\limits_0^{\tau} d\tau'' \exp[\mathbf{L}_1(\tau - \tau'')] \times \exp(-\mathbf{D}\tau'')\mathbf{I}\langle\exp(-i\theta(\tau_0))\rangle$$
$$= \exp[\mathbf{L}_1\tau]\mathbf{\Psi}'(\tau_0) + \frac{\exp(\mathbf{L}_1\tau) - \exp(-\mathbf{D}\tau)}{\mathbf{L}_1 + \mathbf{D}} \times \mathbf{I}\left\langle \exp(-i\theta(\tau_0))\right\rangle. \quad (15)$$

Под $\mathbf{D}$ следует понимать число D, умноженное на единичную матрицу того же порядка, что и $\mathbf{L}$.

Величины $\Psi'_j(\tau_0)$ можно представить с помощью системных операторов в момент времени $\tau = \tau_0$. Например,

$$\Psi'_2(\tau_0) = \langle\exp(-i\omega_1\tau_0)\rho_{13}(\tau_0)\rangle = \left\langle \exp(-i\omega_1\tau_0)\langle|3\rangle\langle 1|\rangle_{\tau_0}\right\rangle. \quad (16)$$

Двухвременное среднее $\left\langle\langle\hat{P}^{(-)}(\tau_1)\hat{P}^{(+)}(\tau_0)\rangle\right\rangle$ (см. (9)), которое теперь подвергается также стохастическому усреднению, может быть вычислено с помощью квантовой теоремы регресии из $\left\langle\langle\hat{P}^{(-)}(\tau_1)\rangle\right\rangle$ заменой $\left\langle\langle|i\rangle\langle j|\rangle_{\tau_0}\right\rangle$ и $\langle\exp(-i\theta(\tau_0))\rangle$ на $\left\langle\langle|i\rangle\langle j|\hat{P}^{(+)}(\tau_0)\rangle_{\tau_0}\right\rangle$ и $\langle\exp(-i\theta(\tau_0))\hat{P}^{(+)}(\tau_0)\rangle$ соответственно. При такой замене появляются переменные, которые не входят в вектор $\mathbf{\Psi}'$. Для их нахождения составим вектор $\mathbf{\Psi}''$ (Ψ_1, Ψ_2^+, Ψ_3, Ψ_4, Ψ_5^+, Ψ_6^-, Ψ_7^-, Ψ_8), который удовлетворяет следующему матричному уравнению:

$$\frac{d}{dt}\langle\mathbf{\Psi}''\rangle = \left[\mathbf{L} - D(\mathbf{L}'')^2\right]\langle\mathbf{\Psi}''\rangle + \mathbf{I} = \mathbf{L}_2\langle\mathbf{\Psi}''\rangle + \mathbf{I}. \quad (17)$$

Здесь $\mathbf{L}''$ — диагональная матрица со следующими ненулевыми элементами: $L''_{2,2} = L''_{5,5} = 1$, $L''_{6,6} = L''_{7,7} = -1$.

Поскольку мы рассматриваем стационарный случай (установившийся режим), необходимо асимптотическое решение уравнения (17). В связи с этим переходим к пределу τ_0, $\tau_1 \to \infty$ таким образом, чтобы разность $\tau = \tau_1 - \tau_0$ оставалась конечной.

Далее осуществим преобразование Лапласа над искомой корреляционной функцией (9). Спектр излучения пропорционален вещественной части полученного выражения

$$S(\omega) \propto S_1(\omega) + S_2(\omega), \quad (18)$$

где

$$S_1(\omega) = \mathrm{Re}\left[\sum_{j=1}^{2} M_{2j}(z_1)\Psi''_{j+6}(\infty) + \sum_{j=1}^{8} N_{2j}(z_1)I_j\Psi''_6(\infty)\right],$$

$$S_2(\omega) = \mathrm{Re}\left[\sum_{j=3}^{5} M_{5j}(z_2)\Psi''_{j+3}(\infty) + \sum_{j=1}^{8} N_{5j}(z_2)I_j\Psi''_7(\infty)\right].$$

Здесь введены следующие обозначения: $\mathbf{M}(z) = (\mathbf{z} - \mathbf{L}_1)^{-1}$, $\mathbf{\Psi}''(\infty) = \mathbf{L}_2^{-1}\mathbf{I}$, $\mathbf{N}(z) = (\mathbf{L}_1 + \mathbf{D})^{-1} \times [(\mathbf{z} - \mathbf{L}_1)^{-1} - (\mathbf{z} + \mathbf{D})^{-1}]$; $\mathbf{z}$ получается умножением z на единичную матрицу размерности $\mathbf{L}$, $z_1 = i(\omega - \omega_1)$, $z_2 = i(\omega - (\omega_1 - \omega_0))$.

Известно, что резонансную флуоресценцию когерентного излучения в двухуровневом приближении можно представить суммой несмещенного и смещенного рассеяния [12] (с дельтообразным спектром и спектром конечной ширины соответственно). Дельтообразная линия в спектре рассеяния появляется и при когерентной накачке трехуровневой схемы (на переходе 1–3 на рис. 1). Алгоритм численных расчетов в [8,9], естественно, не включал подобные линии и описывал только спектр смещенной компоненты рассеяния. Такая методика соответствовала характеру задачи, поставленной в работах [8,9], где изучалось влияние эффектов квантовой интерференции на форму спектральных линий. Необходимо помнить также, что результаты таких вычислений должны быть сопоставлены экспериментальным данным за вычетом несмещенной компоненты рассеяния (см., например, [13]). При накачке линией конечной ширины спектр рассеяния не содержит более дельтообразного вклада и соответствует непосредственно наблюдаемому спектру. В этом состоит главная особенность модифицированной в настоящей работе (и в [7]) методики. При формальной подстановке $D = 0$ эта методика сводится к алгоритму вычислений [8,9].

2. Анализ результатов

Нас интересует влияние когерентного перемешивания состояний *1* и *2* (рис. 1) на спектр резонансного рассеяния гамма-излучения на переходе *1–3*. Форма спектра зависит от ширины линии накачки D. Ожидаемый в общем случае спектр резонансного рассеяния $S = S_1 + S_2$ приведен на рис. 2, *a*. Здесь и далее мы пренебрегаем различием угловых зависимостей интенсивностей переходов *3–1* (S_1) и *3–2* (S_2). Пятикомпонентная форма S_1 и S_2 обусловлена, по-видимому, как когерентностью, созданной в системе когерентным полем Ω_0, так и когерентностью (частичной) поля накачки. В обоснование вышесказанного обратимся к спектрам, рассчитанным в предположении некогерентной накачки ($W_{13} \neq 0$, $\Omega_1 = 0$, рис. 2, *b*) и в случае когда D велико ($W_{13} = 0$, $\Omega_1 \neq 0$, рис. 2, *c*). В обоих случаях спектры представляют собой два дублета для переходов $3 \to 1$ и $3 \to 2$ с лоренцевыми линиями единичной ширины (в принятых

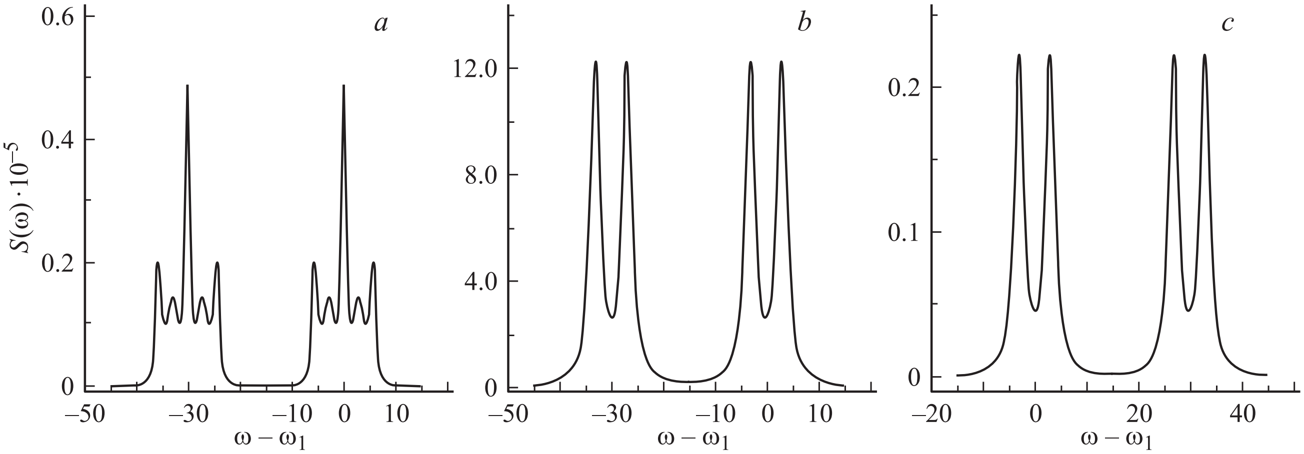

Рис. 2. Спектры резонансного рассеяния $S = S_1 + S_2$. a — $\Omega_1 = 0.01$, $\Omega_0 = 3$, $\Delta_{13} = \Delta_{12} = 0$, $W_{31} = W_{32} = 1$, $W_{21} = W_{12} = 0.1$, $D = 0.5$; b — $W_{13} = 0.01$, $\Omega_1 = 0$, $\Omega_0 = 3$, $\Delta_{13} = \Delta_{12} = 0$, $W_{31} = W_{32} = 1$, $W_{21} = W_{12} = 0.1$; c — то же, что для a, при $D = 10$.

единицах), сдвинутыми относительно центров дублетов на частоту Раби ($\pm\Omega_0$). Этот результат, согласно [14], свидетельствует о роли когерентности, индуцируемой в системе полем Ω_0, но не о квантовой интерференции на гамма-переходе. Сравнение спектров, представленных на рис. 2, *a*–*c*, позволяет заключить, что дополнительная триплетная структура на рис. 2, *a*, скорее всего, есть результат когерентности (а следовательно, и монохроматичности) излучения накачки. Экспериментальное наблюдение структуры спектра рассеяния, представленной на рис. 2, *a*, на наш взгляд можно осуществить средствами обычной мессбауэровской спектроскопии, используя метод, предложенный в [15], в режиме индуцирования в системе сильного поля Ω_0 [2,4,5]. Значения параметров модели, использованные при расчете спектра, показанного на рис. 2, *a*, соответствуют именно этому случаю. Наблюдение вычисленных форм спектра в мессбауэровских экспериментах означало бы особую роль мессбауэровского излучения в исследовании эффектов когерентности и квантовой интерференции на гамма-спектроскопических переходах, поскольку когерентные источники излучения в этом диапазоне отсутствуют.

Более полное понимание процесса формирования спектра (рис. 2, *a*) достигается при вариации параметров описанной выше модели.

Условия $W_{32} = 0$, $\Omega_0 = 0$, $D = 0$ совпадают с условиями классической модели Моллоу [16], впервые рассмотревшего двухуровневую систему в сильном поле и существенное изменение при этом формы спектральных линий. Основной результат [16] состоит в том, что рассеяние когерентного излучения Ω_1 (здесь и далее до особого упоминания мы полагаем $D = 0$) можно представить, согласно классификации [17], как сумму рэлеевского (с дельтообразным спектром) и спонтанного рассеяние (соответственно несмещенное и смещенное рассеяния по [12]), относительная интенсивность которых зависит от амплитуды Ω_1. При малых Ω_1 рассеяние преимущественно имеет рэлеевский, а при больших Ω_1 — спонтанный характер (рис. 3). Здесь подразумевается, что спонтанное излучение в отличие от элементарного его проявления в модели Вайскопфа–Вигнера отражает когерентную динамику квантовой системы в сильных полях. В пределе больших Ω_1 спонтанная часть спектра имеет специфическую (триплетную) форму с расстоянием между линиями $2\Omega_1$ и соотношением ширин центральной линии и линии-сателлита 1 : 1.5 (рис. 4, *a*).

Если основное состояние двухуровневой схемы связать с третьим уровнем (с уровнем *2* на рис. 1) посредством когерентного поля, т. е. положить $\Omega_0 \neq 0$, приходим к известной в оптике V-схеме, впервые изученной в [8]. Наиболее интересным с точки зрения оптики был случай $\Omega_1 > 1$. В этом случае спектр рассеяния имеет в основном спонтанную природу и представляет собой также триплет с расстоянием между компонентами, равным удвоенной эффективной частоте Раби $\Omega = \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_0^2}$. Удивительный результат [8] состоит в обнаружении аномального сужения спектра спонтан-

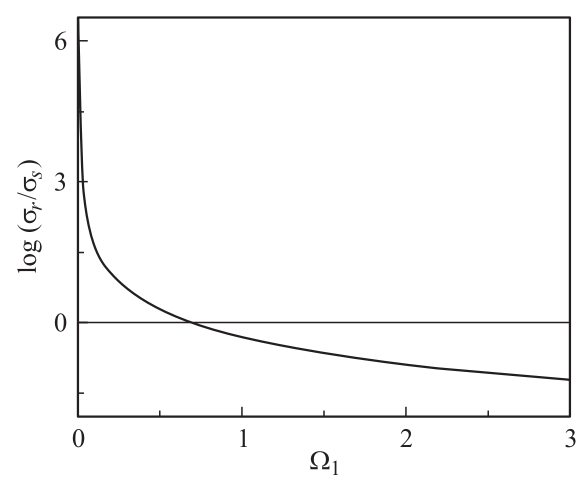

Рис. 3. Зависимость отношения интенсивности рэлеевского рассеяния σ_r к интенсивности спонтанного рассеяния σ_s от Ω_1 в двухуровневом приближении (вычислена по формулам из [17]).

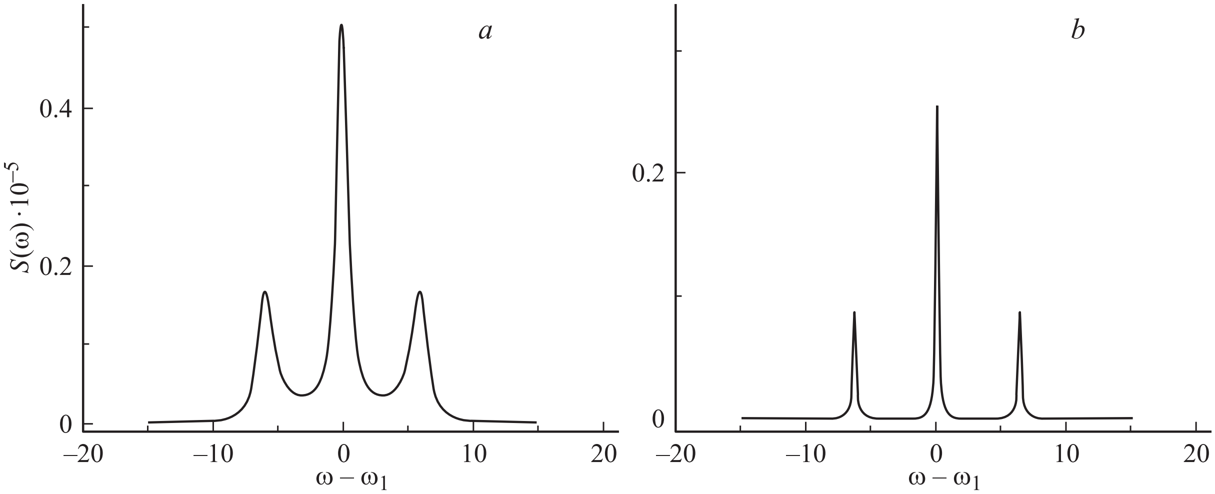

Рис. 4. Спектры спонтанного рассеяния (переход *3–1*) в случае двухуровневого приближения ($\Omega_1 = 3$, $D = 0$, $W_{31} = 1$, $W_{32} = 0$, $W_{12} = 0$, $\Omega_0 = 0$) (*a*) и трехуровневой *V*-схемы ($\Omega_1 = 1$, $\Omega_0 = 3$, $\Delta_{13} = \Delta_{12} = 0$, $W_{31} = 1$, $W_{32} = 0$, $W_{21} = 0.1$, $W_{12} = 0$, $D = 0$) (*b*).

ного излучения на переходе *3–1*, если состояние *2* характеризуется существенно меньшей константой распада, чем состояние *3*, и $\Omega_0 \gg \Omega_1$. Это явление было интерпретировано [8] как подавление влияния флуктуаций вакуума на ширину линии перехода *3–1* (заметим, что соотношение ширин линий триплета в этом случае также равно 1 : 1.5, если $W_{32} = 0$ (рис. 4, *b*), но при $W_{32} \neq 0$ это соотношение уже не выполняется [8]). Сужение линий, обнаруженное численным методом, было объяснено в рамках метода „одетых" состояний [8]. Этот анализ применим и для случая $\Omega_1 \ll 1$ при условии, что Ω много больше константы распада $W_{31} = 1$. Однако случай $\Omega_1 \ll 1$ не столь интересен, поскольку при этом большая часть интенсивности рассеяния приходится на рэлеевский тип (рис. 3), а триплетная структура, которая изучалась в [8], описывает спонтанную часть рассеяния.

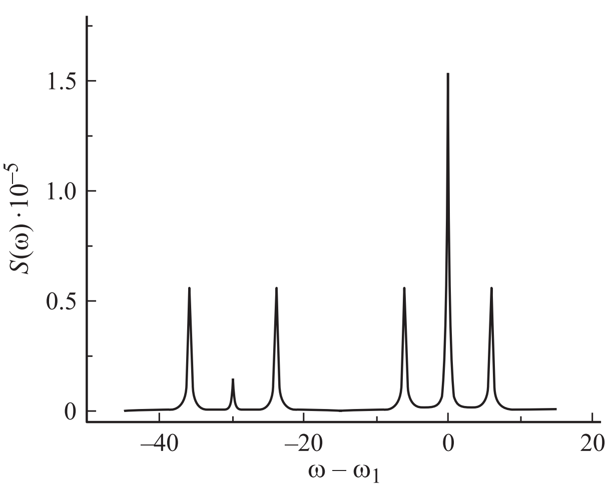

Рис. 5. Спектр резонансного рассеяния при малой интенсивности поля накачки. $\Omega_1 = 0.01$, $\Omega_0 = 3$, $\Delta_{13} = \Delta_{12} = 0$, $W_{31} - W_{32} = 1$, $W_{21} = 0.3$, $D = 0$, $W_{12} = 0$.

При анализе рассеяния гамма-излучения естественно в первую очередь рассмотреть случай малых Ω_1, когда рассеяние на переходах *3–1* и *3–2* содержит ничтожную долю спонтанного рассеяния. Форма спектров этих переходов также представляет собой триплет (рис. 5) с расстоянием между компонентами 2Ω и соотношением их ширин 1 : 1.5. Значения ширин этих линий определяются значением W_{21} и могут быть заметно меньше W_{31}. Однако этот триплет не результат сужения спонтанного спектра, как в случае [8], а является следствием уширения рэлеевской составляющей. Уширение дельтообразного спектра в отличие от [16] происходит вследствие неопределенности энергии состояния *2* (W_{21}) (спонтанное комбинационное рассеяние *1–3–2*) и конечной ширины уровня *1* (благодаря резонансной связи *1–2*). Что касается спонтанного комбинационного рассеяния, то оно имеет конечную ширину (W_{21}) и в том случае, когда $\Omega_0 = 0$.

При $D \neq 0$ происходит дополнительное уширение линий триплета, и соотношение 1 : 1.5 для их интенсивностей нарушается. Отличие D от нуля означает также нарушение когерентности накачки; это обусловливает появление в спектре (на фоне триплета) дублета лоренцианов естественной ширины по механизму формирования спектра на рис. 2, *b* (как это показано на рис. 2, *a*).

Итак, в данной статье в развитие работ [7,18,19] предложена модель резонансной флуоресценции гамма-излучения с конечной шириной линии, когда подуровни ядра связаны сильным полем. Спектр рассеяния в таком режиме имеет структуру, обусловленную, с одной стороны, образованием „одетых" состояний в системе ядерных подуровней, а с другой — конечной шириной линии накачки. Результаты настоящей работы и [7] указывают на возможность исследования эффектов сильного поля в твердых телах, в том числе эффектов квантовой интерференции в гамма-диапазоне, методами традиционной мессбауэровской спектроскопии.

Список литературы

[1] J.K. Srivastava. Advances in Mossbauer Spectroscopy. Elsevier, Amsterdam (1983). 761 p.
[2] E.K. Sadykov, A.G. Isavnin, A.I. Skvortsov. Hyp. Interact. **107**, 257 (1997).
[3] R. Coussement, M. Van den Bergh, G. S'heeren, G. Neyens, R. Nouwen, P. Bolchand. Phys. Rev. Lett. **71**, *12*, 1824 (1993).
[4] O.A. Kocharovskaya, R.L. Kolesov, Yu.V. Rostovtsev. Phys. Rev. Lett. **82**, *23*, 3593 (1999).
[5] R.N. Shakhmuratov, A. Szabo, G. Kozyreff, R. Coussment, J. Odeurs, P. Mandel. Phys. Rev. A 62, 043 405 (2000).
[6] E.K. Sadykov, L.L. Zakirov, A.A. Yurichuk. Laser Phys. **11**, *3*, 409 (2001).
[7] Э.К. Садыков, Л.Л. Закиров, А.А. Юричук, В.В. Аринин. ФТТ **44**, *8*, 1439 (2002).
[8] L.M. Narducci, M.O. Scully, G.-L. Oppo, P. Ru, J.R. Tredicce. Phys. Rev. A **42**, *3*, 1630 (1990).
[9] A.S. Manka, H.M. Doss, L.M. Narducci, P. Ru, G.-L. Oppo. Phys. Rev. A **43**, *7*, 3748 (1991).
[10] J. Gea-Banacloche, M.S. Zubairy. Phys. Rev. A **42**, *3*, 1742 (1990).
[11] A.H. Toor, S.-Y. Zhu, M.S. Zubairy. Phys. Rev. A **52**, *6*, 4803 (1995).
[12] Н.Б. Делоне, В.П. Крайнов. Атом в сильном световом поле. Атомиздат, М. (1978). 287 с.
[13] D.J. Gauthier, Y. Zhu, T.W. Mossberg. Phys. Rev. Lett. **66**, *19*, 2460 (1991).
[14] S.-Y. Zhu, L.M. Narducci, M.O. Scully. Phys. Rev. A **52**, *6*, 4791 (1995).
[15] А.М. Артемьев, Г.В. Смирнов, Е.П. Степанов. ЖЭТФ **54**, *3*, 1028 (1968).
[16] B.R. Mollow. Phys. Rev. **188**, *5*, 1969 (1969).
[17] M.O. Scully, M.S. Zubairy. Quantum Optics. Cambridge Univ. Press (1997).
[18] Sh.Sh. Bashkirov, A.L. Beljanin, E.K. Sadykov. Phys. Stat. Sol. (b) **93**, *2*, 437 (1979).
[19] A.V. Mitin. Phys. Lett. A **84**, *5*, 283 (1981).