

Квантовая интерференция в спектрах мессбауэровского рассеяния

Э. К. Садыков¹⁾, В. В. Аринин, Ф. Г. Вагизов

Казанский государственный университет, 420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 7 июня 2005 г.

После переработки 8 августа 2005 г.

Исследована роль квантовой интерференции (КИ) в формировании спектров резонансного рассеяния мессбауэровских фотонов. В качестве механизма, обеспечивающего условия КИ, рассмотрено резонансное радиочастотное (РЧ) поле, перемешивающее спиновые уровни возбужденного состояния ядра. Показано, что в результате КИ происходит значительное перераспределение интенсивностей упругих и рамановских каналов рассеяния.

PACS: 61.18.Fs

В последние годы предпринимаются попытки [1] реализовать эффекты квантовой интерференции (КИ) радиационных амплитуд в гамма диапазоне, используя для этого мессбауэровские переходы. Речь идет об эффектах, полученных ранее в оптическом диапазоне [2], например таких, как электромагнитно индуцированная прозрачность среды, уменьшение групповой скорости света, безынверсные механизмы усиления и генерации излучения и т.д. Хотя с эффектом Мессбауэра были связаны определенные надежды на решение проблем гамма-оптики (в частности, проблемы гамма-лазера) еще в 60-е годы [3], идея КИ мессбауэровских фотонов появилась сравнительно недавно [4] и остается актуальной по сей день. В этой работе нами изучены последствия КИ в спектрах резонансного мессбауэровского рассеяния в условиях когерентной динамики спина возбужденного состояния ядра, вызванной резонансным радиочастотным полем (РЧ) полем. Как мы покажем ниже, в этом случае результатом КИ является предпочтительный характер рамановского рассеяния.

Рассмотрим прежде модельную трехуровневую систему (рис.1а). Уровень 1 представляет основное состояние ядра, а 2 и 3 – спиновые подуровни возбужденного состояния. Точно в резонанс с переходом 2–3 настроено РЧ (управляющее) поле с частотой ω_0 ($\omega_0 = \omega_{32} = \varepsilon_3 - \varepsilon_2$). Излучение мессбауэровского источника настроено (возможно, с расстройкой) на переход 1–2. Гамильтониан такой системы выглядит следующим образом:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{r.f.}^0 + \hat{H}_\gamma^0 + \hat{H}_{r.f.} + \hat{H}_\gamma(k), \quad (1)$$

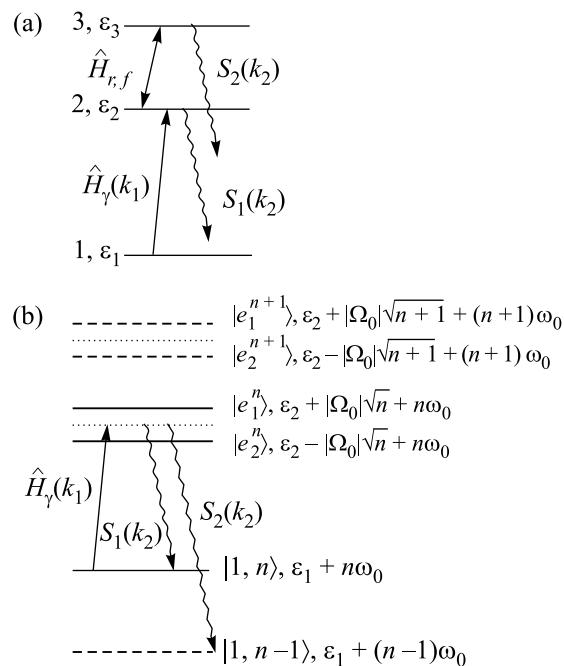


Рис.1. (а) Модельная трехуровневая схема рассеяния мессбауэровских квантов; (б) Эквивалентная схема рассеяния на “одетых” состояниях

здесь \hat{H}_0 представляет ядерное и сверхтонкое взаимодействия, $\hat{H}_{r.f.}^0$ и \hat{H}_γ^0 – свободные РЧ- и гамма- поля, $\hat{H}_{r.f.}$ и \hat{H}_γ – взаимодействия ядра с РЧ полем и с мессбауэровским излучением:

$$\begin{aligned} \hat{H}_0 &= \sum_{j=1,2,3} \varepsilon_j a_j^\dagger a_j, \quad \varepsilon_1 = 0; \quad \hat{H}_{r.f.}^0 = \omega_0 \hat{b}^\dagger \hat{b}; \\ \hat{H}_\gamma^0 &= \sum_k \omega_k \hat{c}_k^\dagger \hat{c}_k, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\hat{H}_{r.f.} = \Omega_0 \hat{b} \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_2 + \Omega_0^* \hat{b}^\dagger \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_3, \quad (3)$$

¹⁾e-mail: esad@ksu.ru

$$\hat{H}_\gamma(k) = A_k \hat{c}_k \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1 + A_k^* \hat{c}_k^\dagger \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2, \quad \omega_k = c_0 k; \quad (4)$$

здесь \hat{a}_j^\dagger , \hat{a}_j и ε_j – ферми-операторы рождения, уничтожения и энергия j -го состояния H_0 (рис.1а), \hat{b}^\dagger , \hat{b} и \hat{c}_k^\dagger , \hat{c}_k – бозе-операторы рождения, уничтожения РЧ фотона и гамма-фотона (с волновым вектором k), соответственно, Ω_0 и A_k – константы взаимодействия РЧ- и гамма-фотонов с ядром. Предполагается, что $\hbar = 1$, c_0 – скорость света.

Рассмотрим предварительно пару спиновых уровней, связанную сильным РЧ полем:

$$\sum_{i=2,3} \varepsilon_i \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i + \omega_0 \hat{b}^\dagger \hat{b} + \Omega_0 \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_2 \hat{b} + \Omega_0^* \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_3 \hat{b}^\dagger. \quad (5)$$

Собственные состояния этого гамильтониана $e_q^n(t)$, ($q = 1, 2$) известны как “одетые” состояния [5]. Явные выражения для $e_q^n(t)$ через базисные состояния \hat{H}_0 , $\hat{H}_{r.f.}^0$ приведем для условия точного резонанса ($\omega_0 = \varepsilon_3 - \varepsilon_2$):

$$e_1^n(t) = e^{-iE_1^n t - i n \omega_0 t} \frac{1}{\sqrt{2}} (-|2, n\rangle + e^{i\varphi} |3, n-1\rangle), \quad (6)$$

$$e_2^n(t) = e^{-iE_2^n t - i n \omega_0 t} \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{-i\varphi} |2, n\rangle + |3, n-1\rangle), \quad (7)$$

где $|j, n\rangle \equiv |j\rangle |n\rangle$, $|n\rangle$ – n -фотонное состояние РЧ поля, φ определяется соотношением $\Omega_0 = |\Omega_0| \exp(i\varphi)$.

Состояния (6) и (7) могут быть также классифицированы как квазиэнергетические состояния [6] (steady states, [7]), то есть их временная зависимость определяется следующим образом:

$$e_q^n(t) = \exp(-iE_q^n t) \chi_q^n(t), \quad \chi_q^n(t+T) = \chi_q^n(t), \quad (8)$$

где $T = 2\pi/\omega_0$ – период РЧ поля, $E_{1,2}^n = \mp |\Omega_0| \sqrt{n} + \varepsilon_2$ – квазиэнергии, $|\Omega_0| \sqrt{n}$ – частота Раби. Классическое РЧ поле в представлении вторичного квантования описывается когерентным состоянием [8]

$$|\alpha\rangle = \exp\left(-|\alpha|^2/2\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle,$$

где

$$|\alpha|^2 = \bar{n} = \sum_{n=1}^{\infty} n P(n)$$

велико. При этом распределение Пуассона $P(n)$, описывающее заселенность фоковских состояний $|n\rangle$, имеет острый максимум при $n \approx \bar{n}$. Поэтому представляется возможным эффект классического РЧ поля на спиновые состояния описать с хорошей точностью функциями (6) и (7) при значении $n \approx \bar{n}$.

Для описания резонансного рассеяния гамма-фотона используем амплитуду рассеяния в представлении “одетых” состояний во втором порядке теории возмущений по взаимодействию $\hat{H}(k)$. Использованием “одетых” состояний достигается точный учет влияния РЧ поля:

$$A_{i,f} \sim \sum_q \int_0^\infty dt \exp(-\Gamma t/2) \langle f(t) | \hat{H}_\gamma(\mathbf{k}_2) | e_q^n(t) \rangle \langle e_q^n(0) | \hat{H}_\gamma(\mathbf{k}_1) | i(0) \rangle; \quad (9)$$

здесь Γ – естественная ширина мессбауэровского уровня, $|i(0)\rangle = |i(t=0)\rangle = |1\rangle |n\rangle |k_1\rangle$ и $|f(t)\rangle = \exp(-iE_f t) |1\rangle |n'\rangle |k_2\rangle$ – начальное и конечное состояния системы, полная энергия которых $E_i = \varepsilon_1 + n\omega_0 + E_{k1}$ и $E_f = \varepsilon_1 + n'\omega_0 + E_{k2}$, k_1 и k_2 волновые векторы падающего и рассеянного гамма-квантов.

Вероятность рассеяния мессбауэровского излучения вычисляется по следующей формуле [9]:

$$S_{i,f} \sim \int dE_{k1} |A_{i,f}|^2 \delta(E_f - E_i) f_L(E_{k1} - E_{k0}). \quad (10)$$

В выражении (10) учтен закон сохранения энергии системы и проводится усреднение по энергии падающего гамма-кванта E_{k1} с учетом функции формы линии (как правило, лоренцевой) источника $f_L(E_{k1} - E_{k0})$, где E_{k0} – энергия, соответствующая максимуму этой функции. Полуширина $f_L(E_{k1} - E_{k0})$ далее полагается равной $\Gamma/2$.

На рис.1б приведена схема рассеяния гамма-фотонов в представлении “одетых” состояний при $E_{k0} = \varepsilon_2$. Мы рассмотрим переходы (9) с $n' = n$ и $n' = n-1$, соответствующие упругому рассеянию (S_1) и рамановскому рассеянию (S_2). Этим двум переходам соответствуют амплитуды

$$A_{1nk_2,1nk_1} \sim \sum_q \int_0^\infty dt \langle 1, n, k_2 | \hat{H}(\mathbf{k}_2) | e_q^n(t) \rangle \times \langle e_q^n(0) | \hat{H}(\mathbf{k}_1) | 1, n, k_1 \rangle e^{iE_{k2}t + i n \omega_0 t - \Gamma t/2}, \quad (11)$$

$$A_{1nk_1,1(n-1)k_2} \sim \sum_q \int_0^\infty dt \langle 1, n-1, k_2 | \hat{H}(\mathbf{k}_2) | e_q^n(t) \rangle \times \langle e_q^n(0) | \hat{H}(\mathbf{k}_1) | 1, n, k_1 \rangle e^{-\Gamma t/2 + iE_{k2}t + i(n-1)\omega_0 t}. \quad (12)$$

Подставляя амплитуды (11) и (12) в (10) и выполнив интегрирование по энергии первичного фотона, получим спектральные формы упругого и рамановского рассеяния при $E_{k0} = \varepsilon_2$:

$$S_1(k_2) = S_{k_1 n, k_2 n} \sim \left| \frac{1}{ip - \Omega_r} + \frac{1}{ip + \Omega_r} \right|^2 \times \\ \times f_L(E_{k2} - \varepsilon_2) \left| \langle 1 | \hat{H}(k_2) | 2 \rangle \langle 2 | \hat{H}(k_1) | 1 \rangle \right|^2, \quad (13)$$

$$S_2(k_2) = S_{k_1 n, k_2 n-1} \sim \\ \sim \left| \frac{1}{ip - \Omega_r - \omega_0} - \frac{1}{ip + \Omega_r - \omega_0} \right|^2 \times \\ \times f_L(E_{k2} - \varepsilon_2 - \omega_0) \left| \langle 1 | \hat{H}(k_2) | 3 \rangle \langle 2 | \hat{H}(k_1) | 1 \rangle \right|^2, \quad (14)$$

$p = -i(E_{k2} - \varepsilon_2) + \Gamma/2$, $\Omega_r = |\Omega_0| \sqrt{\bar{n}}$ – частота Раби РЧ поля. Коэффициент пропорциональности в выражениях (13) и (14) один и тот же при РЧ резонансе: $\omega_0 = \varepsilon_3 - \varepsilon_2$.

Легко заметить, что в выражениях (13) и (14) имеет место конструктивная и деструктивная интерференции, соответственно, пока Ω_r мало. В частности, при Ω_r , стремящемся к нулю, S_2 стремится к нулю. Однако с ростом Ω_r (а именно, при $\Omega_r > \Gamma/2$) характер интерференции в (13) и (14) при тех же условиях ($E_{k0} = \varepsilon_2$) меняется на обратный. Теперь при достаточно больших значениях Ω_r интенсивность рамановской линии может оказаться больше, чем интенсивность линии упругого рассеяния. На рис.2 представлен ожидаемый спектр $S_1(k_2) + S_2(k_2)$, вы-

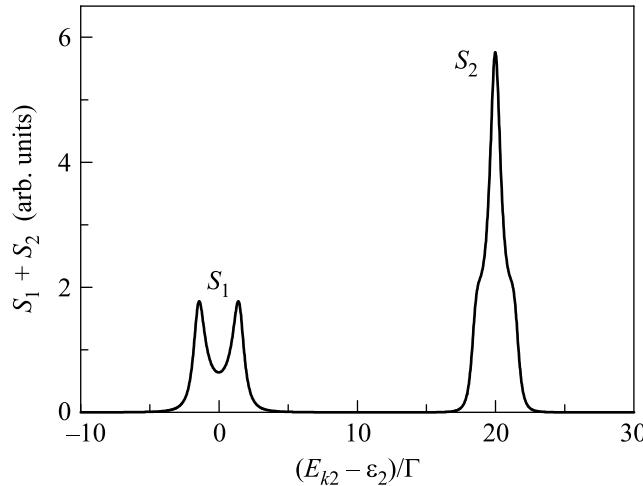
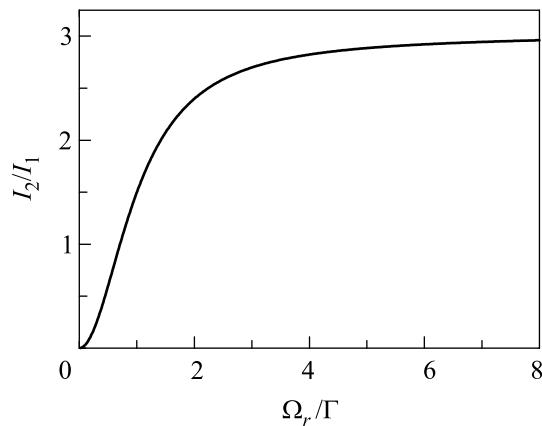
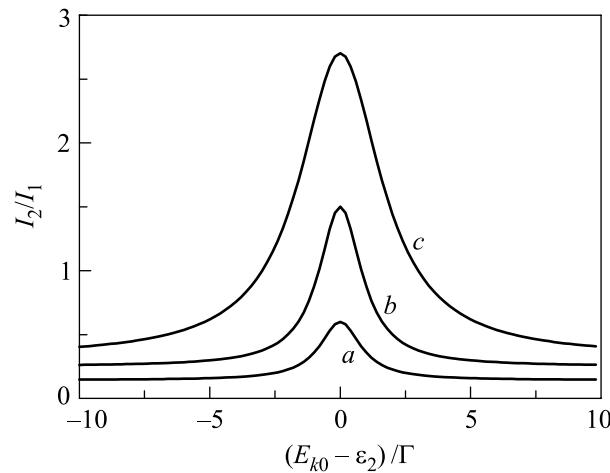


Рис.2

численный для $\Omega_r = 1.5$ в предположении, что матричные элементы переходов 1–2 и 1–3 равны. Соотношение интенсивностей линий S_2 и S_1 определяется как I_2/I_1 , где I_2 и I_1 – площади под линиями S_2 и S_1 . Зависимость I_2/I_1 от Ω_r представлена на рис.3. То, что значение I_2/I_1 превышает единицу, означает, что ядро, поглотившее первичный гамма-фотон на переходе 1–2, предпочитает высвечиваться с уровня 3, то

Рис.3. Зависимость отношения I_2/I_1 от частоты Раби Ω_r ; $E_{k0} = \varepsilon_2$

есть по рамановскому, а не по упругому каналу. Такое предпочтение в высвечивании ядра было названо нами “вентильным” эффектом (из интуитивных соображений отношение I_2/I_1 должно было бы асимптотически стремиться к единице с ростом Ω_r). Данное явление объясняется тем, что при достаточно больших значениях Ω_r интенсивность упругого рассеяния уменьшается в результате деструктивной интерференции амплитуд, а рамановского – увеличивается в результате конструктивной интерференции. Эффект интерференции максимальен именно при $E_{k0} = \varepsilon_2$, в этом случае значения интерферирующих амплитуд в (13) и (14) сравнимы по величине. При расстройке равенства $E_{k0} = \varepsilon_2$ величина “вентильного” эффекта уменьшается, в результате зависимость (I_2/I_1) от энергии мессбауэровского излучения E_{k0} имеет резонансный характер (рис.4).

Рис.4. Зависимость отношения I_2/I_1 от энергии фотонов мессбауэровского источника E_{k0} : $a - \Omega_r = 0.5$; $b - \Omega_r = 1$; $c - \Omega_r = 3$

Как видно из рис.3, величина “вентильного” эффекта монотонно зависит от значения Ω_r/Γ . Однако при увеличении отношения Ω_r/Γ довольно быстро уменьшается суммарная интенсивность рассеяния ($I_1 + I_2$) (рис.5), что необходимо учитывать в первую

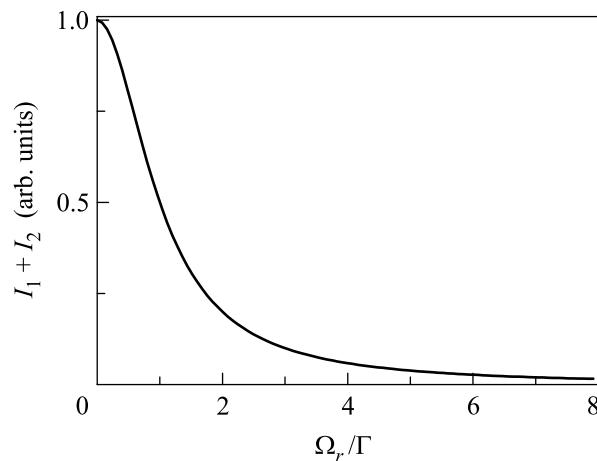


Рис.5. Зависимость суммарной интенсивности рассеянного излучения $I_1 + I_2$ от частоты Раби РЧ поля Ω_r ; $E_{k0} = \varepsilon_2$

очередь при экспериментальной реализации этого эффекта. Таким образом, оптимальное условие наблюдения эффекта сводится к соотношению $\Omega_r \sim \Gamma$. Это есть условие возбуждения одним фотоном двух одетых состояний, согласованных по фазе, интерференция которых лежит в основе обсуждаемого явления.

Рассмотренная нами абстрактная трехуровневая система хорошо подходит для понимания сути обсуждаемого эффекта. Однако для реальных изотопов нам приходится рассматривать схему с числом уровней больше трех. Кроме того, возникает необходимость учитывать то, что интенсивности сверхтонких составляющих мессбауэровских переходов различны и имеют различные угловые зависимости. Но “вентильный” эффект по-прежнему будет иметь место, если подуровни возбужденного состояния ядра связаны управляющим полем. По-прежнему при достаточно больших значениях Ω_r/Γ интенсивность упругого рассеяния будет уменьшена за счет деструктивной интерференции. Интенсивность же рамановских линий увеличивается, если линия формируется с участием нечетного числа РЧ фотонов и уменьшается при четном их числе. Однако теперь отношение интенсивностей линий необходимо сравнивать не с единицей, как с предельным значением, а с отношением квадратов матричных элементов соответствующих переходов, вычисленных для определенного угла

рассеяния. Результат расчетов ожидаемого эффекта для изотопа Fe^{57} приведен на рис.6.

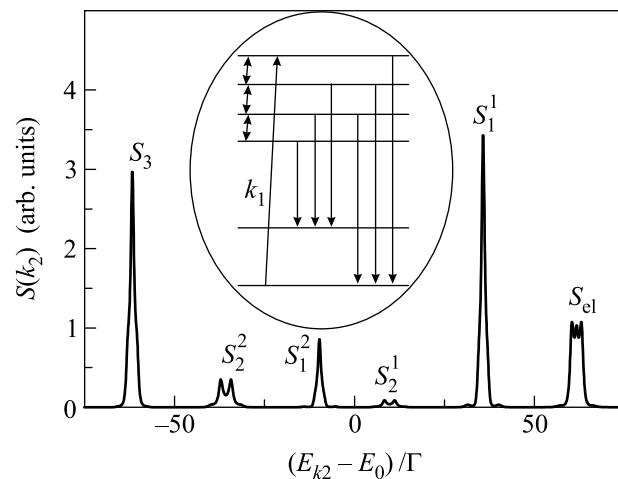


Рис.6. Ожидаемый спектр резонансного рассеяния на изотопе Fe^{57} в режиме РЧ резонанса возбужденного состояния ядра; $\Omega_r = 1.5$ (см. текст), E_0 – энергия мессбауэровского уровня. Линия накачки настроена на шестую линию зеемановской шестерки, S_{el} – линия управляемого рассеяния, (S_1^1, S_1^2) , (S_2^1, S_2^2) и S_3 – рамановские линии 1, 2 и 3 порядка, соответственно

В заключение обсудим связь данной работы с описанными ранее РЧ эффектами в мессбауэровской спектроскопии [10, 11]. Цель первых работ в этом направлении состояла в исследовании квазиэнергетической структуры мессбауэровских спектров, описанной впервые в работе [10]. Такая структура в спектрах поглощения была наблюдена в работах [12] и [13]. Эти эксперименты к обсуждаемому здесь эффекту КИ имеют прямое отношение. В них была показана возможность когерентной динамики ядерных спинов Fe^{57} в режиме перемагничивания магнитных материалов. Именно это условие является главным для реализации обсуждаемого эффекта КИ. Кроме того, результаты работ [12, 13] показывают, что значения частот Раби, необходимые для наблюдения “вентильного” эффекта, могут быть реализованы в случае изотопа Fe^{57} в магнитоупорядоченных системах. Из экспериментальных спектров [12] легко оценить амплитуду индуцированного на ядре осциллирующего сверхтонкого поля $h_1 \approx 88$ кЭ, что соответствует частоте Раби $\Omega_r \approx 1.5$, использовавшейся при расчете спектра на рис.6.

Отметим то обстоятельство, что в спектрах поглощения (по крайней мере в приближении тонкого поглотителя) не следует ожидать эффектов КИ для данного (РЧ) механизма КИ. Действительно, согласно оптической теореме, сечение поглощения представ-

ляется как мнимая часть амплитуды рассеяния вперед. Теперь спектр зависит линейно (а не квадратично) от амплитуды рассеяния и интерференция между расщепившимися амплитудами не возникает. Поэтому в работах [10, 11] эффект КИ не мог появиться. Что касается ранних теорий резонансного рассеяния мессбауэровского излучения в режиме радиочастотной динамики ядерных спинов [9, 14, 15], вопрос о КИ в них не акцентировался.

Работа поддержана грантами: Российского фонда фундаментальных исследований № 04-02-16939 и CRDF CGP # RP1-2560-KA-03, НИОКР РТ № 06-6.1-2003/2005(Ф).

1. O. Kocharovskaya, R. Kolesov, and Yu. Rostovtsev, Phys. Rev. Lett. **82**, 3593 (1999); E. K. Sadykov, L. L. Zakirov, and A. A. Yurichuk, Laser Physics **11**, 409 (2001); R. Coussement, Y. Rostovtsev, J. Odeurs et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 107601-1 (2002).
2. М. О. Скалли, М. С. Зубаири, *Квантовая оптика*, М.: Физматлит, 2003.
3. Л. А. Ривлин, Вопросы радиоэлектроники **6**, 43 (1963).
4. R. Coussement, M. Van den Bergh, G. S'heeren et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 1824 (1993).
5. L. M. Narducci, M. O. Scully, G.-L. Oppo et al., Phys. Rev. A **42**, 1630 (1990); A. S. Manka, H. M. Doss, L. M. Narducci et al., Phys. Rev. A **43** 3748 (1991).
6. H. Sambe, Phys. Rev. A **7**, 2203 (1973).
7. Jon H. Shirley, Phys. Rev. **138**, B979 (1965).
8. Я. Перина, *Когерентность света*, М.: Мир, 1974.
9. Sh. Sh. Bashkirov, A. L. Beljanin, and E. K. Sadykov, Phys. Status Solidi (b) **93**, 437 (1979).
10. M. N. Hack and M. Hammermesh, Nuovo Cimento **19**, 546 (1961).
11. H. Gabriel, Phys. Rev. **184**, 359 (1969).
12. F. G. Vagizov, Hyp. Int. **61**, 1359 (1990).
13. I. Tittonen, M. Lippmaa, E. Ikonen et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 2815 (1992).
14. А. М. Афанасьев, П. А. Александров, С. С. Якимов, Препринт института Атомной энергии, № 3337/9, 24 (1980).
15. A. V. Mitin, Phys. Lett. A **84**, 283 (1981).