

Об интерференции лазерно-индуцированных резонансов в непрерывном спектре атома гелия

А.И.Магунов*, С.И.Страхова**

Рассмотрены когерентные эффекты при интерференции перекрывающихся лазерно-индуцированных резонансов в атоме гелия. Одновременное воздействие на исследуемые атомы одномодового излучения второй гармоники непрерывного лазера на красителе ($\lambda = 294$ нм) и Nd:YAG-лазера ($\lambda = 1064$ нм) создает условия для перекрытия двух резонансов, индуцированных переходами с уровней $1s2s\ ^1S$ и $1s4s\ ^1S$ гелия. Форма перекрывающихся лазерно-индуцированных резонансов в приближении вращающейся волны определяется аналитическими выражениями, зависящими от интенсивностей и соотношения частот лазерного излучения.

Ключевые слова: интерференционные эффекты, индуцированные резонансы, спектр гелия.

1. Введение

Изолированный резонанс в сечении ионизации атома имеет типичную асимметричную форму [1], обусловленную интерференцией прямого и резонансного процессов. Она становится гораздо более сложной при перекрытии резонансов, приводящем к их интерференции. Предельный случай перекрывающихся резонансов описывается двойным полюсом S-матрицы [2], при этом сечение может иметь более широкий максимум или даже два пика [3].

В свободных атомах интерференция возникает при перекрытии резонансных автоионизационных состояний (АИС) одинаковой симметрии (четность, орбитальный момент и спин) [1, 4, 5]. Это имеет место в результате случайного совпадения уровней различных АИС [6] или при высокой плотности уровней в сложных атомах [7]. В атомах с относительно простой структурой перекрытие резонансов может быть индуцировано смешиванием двух АИС сильным лазерным полем [8–11]. При этом можно выделить два типа связи: связь, обусловленную прямым дипольным смешиванием двух АИС противоположной четности, и связь через континуум, или, другими словами, вследствие интерференции между АИС и лазерно-индуцированным резонансом (ЛИР) [12–14]. Форма резонансов при различных соотношениях этих типов связи детально исследована в [15].

Интерференционные эффекты в спектрах фотопоглощения в окрестности АИС, связанного сильным лазерным полем с другим АИС, изучались теоретически в атомах гелия [16, 17] и магния [17–19] и экспериментально в атоме магния [18]. В этих случаях прямое смешивание АИС приводит к отталкиванию резонансов при увеличе-

нии интенсивности лазерного излучения [20] аналогично тому, как это происходит при квазипересечении Ландау–Зинера для дискретных уровней.

Большой интерес представляют сужение резонанса и пленение населенности, когда доминирует второй тип смешивания [15], который реализуется при связывании двух близких дискретных состояний одинаковой четности монохроматическим лазерным полем через континуум (рамановский переход через континуум). Однако расстояние между двумя неридберговскими атомными уровнями слишком велико для перекрытия ЛИР при умеренной интенсивности лазерного излучения. Индуцированные резонансы можно сблизить (даже для далеких атомных уровней), если использовать излучение двух лазеров. Настройка частот лазеров в резонанс с двухфотонным рамановским переходом через континуум позволяет добиться перекрытия ЛИР. Такая возможность была теоретически рассмотрена для атома водорода при связывании состояний $2s$ и $5s$, $5d$, $5g$ излучением XeCl- и Nd:YAG-лазеров [21]. Когерентные эффекты в модельной трехуровневой системе изучались в [22]. В рамках метода Флоке исследовались ЛИР, индуцируемые в атоме водорода интенсивными лазерными полями первой и третьей гармоник Nd:YAG-лазера [23]. К сожалению, использование атомов водорода для экспериментального исследования ЛИР осложняется техническими проблемами, особенно при значительной плотности лазерного излучения.

В настоящей работе впервые теоретически исследуется интерференция двух перекрывающихся резонансов, индуцированных полем двух лазеров, в спектре атома гелия. Комбинация излучения Nd:YAG-лазера ($\lambda = 1064$ нм) и второй гармоники непрерывного лазера на красителе ($\lambda = 294$ нм) [24] позволяет создать условия для перекрытия резонансов, индуцированных с уровней $1s2s\ ^1S$ и $1s4s\ ^1S$ (рис.1). Теоретические результаты могут быть использованы для объяснения экспериментальных данных, получение которых для атома гелия менее проблематично, чем для водорода.

В приведенных далее формулах все величины выражены в атомной системе единиц ($e = m = \hbar = 1$).

*Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: magunov@fpl.gpi.ru; mai@mail.ru
**НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына при МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: str@sinp.msu.ru

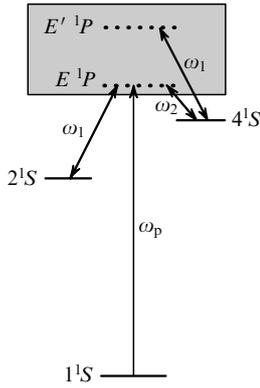


Рис. 1. Схема двухфотонного связывания дискретных состояний 2^1S и 4^1S через континуум двумя лазерными полями с частотами ω_1 и ω_2 ; ω_p – частота пробного излучения.

2. Теория

Взаимодействие атома с внешним полем в дипольном приближении описывается нестационарным уравнением Шредингера

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = [\hat{H}_0 - D F(t)] \Psi, \tag{1}$$

где \hat{H}_0 – оператор Гамильтона свободного атома; D – дипольный момент. Одномодовое излучение лазеров и пробное излучение для простоты будем считать линейно поляризованными в одном направлении (например, вдоль оси z). Полная напряженность внешнего электрического поля имеет вид

$$F(t) = \sum_{k=1}^2 F_k(t) \cos(\omega_k t + \phi_k) + f(t) \cos(\omega_p t). \tag{2}$$

Амплитуды лазерных и пробного полей $F_k(t)$ и $f(t)$, а также их фазы ϕ_k будем считать медленно (адиабатически) меняющимися функциями: $|\partial F_k / \partial t| / F_k, |\partial f / \partial t| / f, |\partial \phi_k / \partial t| \ll \omega_2$.

Решение уравнения (1) можно искать в виде разложения по базису собственных функций оператора \hat{H}_0 :

$$\Psi = \sum_m a_m(t) \exp(-iE_m t) \varphi_m + \iint a_{E\mathbf{k}}(t) \exp(-iEt) \psi_{E\mathbf{k}} dE d\mathbf{k}, \tag{3}$$

где φ_m и $\psi_{E\mathbf{k}}$ – волновые функции стационарных дискретных (E_m) и непрерывных состояний атома соответственно; \mathbf{k} – единичный вектор в направлении движения электрона с энергией E . Коэффициенты разложения a_m в (3) являются решениями бесконечной системы линейных интегродифференциальных уравнений с начальными условиями $a_m(t \rightarrow -\infty) = \delta_{m0}, a_{E\mathbf{k}}(t \rightarrow -\infty) = 0$ и дают вероятности переходов из основного состояния, подчиняющиеся закону сохранения

$$\sum_m |a_m(t)|^2 + \iint |a_{E\mathbf{k}}(t)|^2 dE d\mathbf{k} = 1. \tag{4}$$

При умеренных интенсивностях лазерного излучения многофотонной ионизацией атома гелия можно пренебречь, как и переходами между состояниями континуума. В приближении вращающейся волны (см., напр., обзор [14]) уравнения для a_m сворачиваются в конечную

систему уравнений, соответствующую подпространству дискретных состояний, вовлеченных в резонансные переходы под действием лазерных и пробного полей. Ионизацию атома пробным полем из основного состояния можно рассматривать, используя теорию возмущений. Если длительность импульса пробного излучения меньше длительности лазерных импульсов, фотоионизация происходит при фиксированных напряженностях лазерных полей. В рассматриваемом случае атома гелия (рис. 1) для двух сильно связанных состояний (2^1S и 4^1S) динамика квазиуровней или ЛИР, лежащих вблизи $E = \omega_p + E_{1S}$ описывается эффективным неэрмитовым гамильтонианом, соответствующим комплексной и симметричной матрице

$$\hat{H} = \begin{bmatrix} E_{av} + \frac{\delta}{2} + \sum_{k=1}^2 \left(\alpha_{2S}^{(k)} - \frac{i}{2} \gamma_{2S}^{(k)} \right) I_k & \frac{1}{2} \gamma_{2S,4S} (q_{2S,4S} - i) (I_1 I_2)^{1/2} \\ \frac{1}{2} \gamma_{2S,4S} (q_{2S,4S} - i) (I_1 I_2)^{1/2} & E_{av} - \frac{\delta}{2} + \sum_{k=1}^2 \left(\alpha_{4S}^{(k)} - \frac{i}{2} \gamma_{4S}^{(k)} \right) I_k \end{bmatrix}, \tag{5}$$

где $\delta = E_{2S} + \omega_1 - E_{4S} - \omega_2$ – расстройка двухфотонного резонанса; E_{nS} – энергия уровня nS в атоме; $E_{av} = (E_{2S} + \omega_1 + E_{4S} + \omega_2) / 2$ – энергия, соответствующая среднему положению «несмещенных» ЛИР; $I_k = F_k^2 / 4$ – интенсивности излучения лазеров; $\alpha_{nS}^{(k)}$ – динамическая поляризуемость атома в состоянии nS в лазерном поле с частотой ω_k ; $\gamma_{nS}^{(k)} = 2\pi(Z_{nS,E'P})^2$; $E' = E_{nS} + \omega_k$;

$$\gamma_{2S,4S} = 2\pi Z_{2S,E_{av}P} Z_{E_{av}P,4S}; \tag{6}$$

$$q_{2S,4S} = \frac{2}{\gamma_{2S,4S}} \left(\sum_n \frac{Z_{2S,nP} A_{nP,4S}}{E_{4S} - E_{nP} - \omega_1} + \sum_n \frac{Z_{2S,nP} Z_{nP,4S}}{E_{4S} - E_{nP} + \omega_2} + P \int \frac{Z_{2S,EP} Z_{EP,4S}}{E_{4S} - E + \omega_2} dE \right); \tag{7}$$

$Z_{\alpha,\beta} \equiv \langle \varphi_\alpha | \hat{z} | \varphi_\beta \rangle$ – матричный элемент z -координаты электронов.

Дифференциальное сечение ионизации и угловое распределение фотоэлектронов можно получить из выражения $\partial(|a_{E\mathbf{k}}|^2 dE) / \partial t$ для вероятности вылета фотоэлектрона в единицу времени в направлении \mathbf{k} . Проведя необходимые преобразования имеем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\omega_p, \theta) = \frac{3\sigma(\omega_p)}{4\pi} \cos^2 \theta, \tag{8}$$

где θ – полярный угол вектора \mathbf{k} . Полное сечение определяется интегрированием (8) по углам вылета электрона:

$$\sigma(\omega_p, I_1, I_2, \delta) = \sigma_0(\omega_p) \left[1 - \text{Im} \left(\frac{\mathcal{A}_1}{\omega_p + E'_0 - \mathcal{E}_1} + \frac{\mathcal{A}_2}{\omega_p + E'_0 - \mathcal{E}_2} \right) \right], \tag{9}$$

где $\sigma_0(\omega_p)$ – сечение фотоионизации в отсутствие лазерного излучения; E'_0 – энергия основного состояния атома с учетом поляризационного сдвига в лазерном поле, отсчитываемая от порога ионизации;

$$\mathcal{E}_{1,2} = E_{av} + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^2 \left(\alpha_{2S}^{(k)} + \alpha_{4S}^{(k)} - \frac{i}{2} \gamma_{2S}^{(k)} - \frac{i}{2} \gamma_{4S}^{(k)} \right) I_k \pm$$

$$\pm \frac{1}{2} \left\{ \left[\delta + \sum_{k=1}^2 \left(\alpha_{2S}^{(k)} - \alpha_{4S}^{(k)} - \frac{i}{2} \gamma_{2S}^{(k)} + \frac{i}{2} \gamma_{4S}^{(k)} \right) I_k \right]^2 + [\gamma_{2S,4S}(q_{2S,4S} - i)]^2 I_1 I_2 \right\}^{1/2} \quad (10)$$

– комплексные энергии ЛИР, которые в данном случае являются решением характеристического уравнения $\det(\hat{H} - \mathcal{E}\hat{I})$ и определяют положение и ширины резонансов;

$$\mathcal{A}_1 = \tau_1^2 + \frac{\nu}{\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2}, \quad \mathcal{A}_2 = \tau_2^2 - \frac{\nu}{\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2} \quad (11)$$

– комплексные амплитуды резонансов в сечении; величина

$$\nu = (\mathcal{E}_1 - H_{11})\tau_2^2 + (\mathcal{E}_2 - H_{22})\tau_1^2 + 2H_{12}\tau_1\tau_2 \quad (12)$$

определяет эффект перекрытия резонансов при $\mathcal{E}_1 \rightarrow \mathcal{E}_2$;

$$\begin{aligned} \tau_1 &= \frac{1}{2} \sqrt{\pi Z_{E'P,2S}(q_{2S,1S} - i)F_1}, \\ \tau_2 &= \frac{1}{2} \sqrt{\pi Z_{E'P,4S}(q_{4S,1S} - i)F_2} \end{aligned} \quad (13)$$

– параметры асимметрии изолированных ЛИР; $q_{nS,1S}$ находятся аналогично (7).

В работе [15] было показано, что характер взаимодействия двух перекрывающихся резонансов определяется отношением $q_{12} = \text{Re } H_{12} / \text{Im } H_{12}$, эквивалентным по виду известному параметру Фано [1]. При $|q_{12}| \gg 1$ преобладает прямое взаимодействие и квазиуровни отталкиваются при увеличении интенсивности, как это происходит для возмущенных дискретных состояний. В случае же $|q_{12}| \ll 1$, когда доминирует резонансное смешивание через континуум, имеет место сужение одного из резонансов (эффект пленения).

Зависимость (10) характеризуется точкой ветвления, или двойным полюсом S-матрицы в том случае, когда подкоренное выражение обращается в нуль при критических значениях интенсивностей.

3. Результаты расчетов и обсуждение

Величины, необходимые для определения матрицы эффективного гамильтониана (5), были взяты нами из [25] (табл.1). Параметры Фано для переходов из основного состояния получены с использованием кулоновских функций. Поляризационный сдвиг основного состояния не учитывался из-за его малости при рассматриваемых умеренных интенсивностях.

Частоты лазерного излучения выбираются так, чтобы ЛИР из состояния 2^1S , располагался выше ЛИР из

Табл.1. Коэффициенты штарковских сдвигов, индуцированных ширин [21] и параметры асимметрии Фано для ЛИР из состояний 2^1S и 4^1S гелия.

$nS, n'S$	$\alpha_{nS}^{(k)}$ (рад·с ⁻¹ ·Вт ⁻¹ ·см ²)		$\gamma_{nS}^{(k)}$ (рад·с ⁻¹ ·Вт ⁻¹ ·см ²)		$q_{nS,n'S}$
	1-й лазер	2-й лазер	1-й лазер	2-й лазер	
2S, 2S	9.0	70.0	13.4	0	–
4S, 4S	13.0	142.0	1.9	73.7	–
2S, 4S	–	–	31.4	31.4	–0.73
2S, 1S	–	–	–	–	–0.59
4S, 1S	–	–	–	–	–0.24

состояния 4^1S ($\delta > 0$). При обратном расположении резонансов их сближения не происходит, что определяется соотношением динамических штарковских сдвигов. Как следует из выражения (5), удобно пользоваться энергиями резонансов и интенсивностями излучения лазеров, нормированными на расстройку резонанса δ . В этом случае все характеристики будут зависеть только от знака δ и нормированных интенсивностей, а расстройка $\delta/2\pi$, измеряемая в гигагерцах, даст интенсивность в ГВт/см². Положение резонансов отсчитывается от средней «несмещенной» энергии E_{av} .

На рис.2 приведены результаты расчетов сечений фотоионизации (выхода электронов или ионов) в окрестности ЛИР при различных интенсивностях I_1 и I_2 , положения резонансов для которых показаны на рис.3. Для кривых на рис.2,а интенсивность $I_1 = 0.015\delta, 0.06\delta$ и 0.105δ , что соответствует второму, пятому и восьмому символам на кривых рис.3,а. При наименьшем значении I_1 резонансы еще мало перекрываются и различимы. С ростом I_1 ширины резонансов увеличиваются, в то время как расстояние между ними уменьшается, что приводит к их сильному перекрытию. Интерференционный характер резонансной структуры проявляется в том, что, несмотря на сравнимые ширины резонансов при $I_1 = 0.06\delta$ (рис.3,а), в сечениях наблюдается узкий резонанс на фоне значительно более широкого (рис.2,а, кривая 2).

На рис.2,б показано поведение сечений при фиксированной величине $I_1 = 0.03\delta$ для разных значений I_2 , соответствующих положениям комплексных энергий резонансов на рис.3,б. Узкий резонанс возникает при сближении кривой, отвечающей энергии одного из резонансов, с вещественной осью при $I_2 = 0.01\delta$ (рис.2,б, кривая 2).

Отметим, что при всех интенсивностях сечение может уменьшаться до нуля при определенной частоте пробного поля. Как известно из теории Фано [1], это возмож-

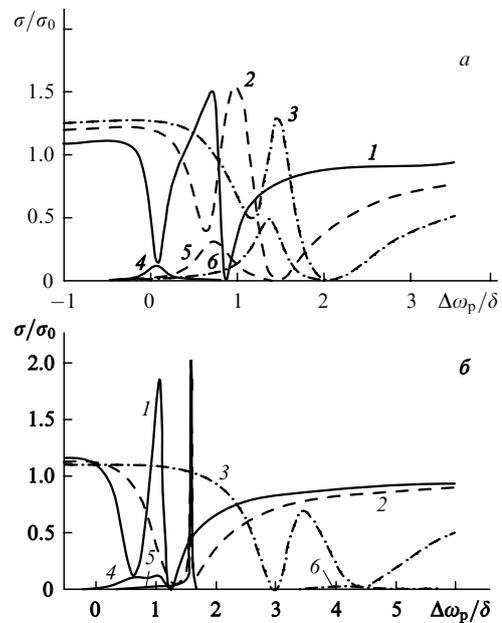


Рис.2. Зависимости сечения фотоионизации от изменения частоты пробного излучения $\Delta\omega_p = \omega_p + E_0 - E_{av}$ в окрестности ЛИР из состояний 2^1S и 4^1S гелия при $I_2 = 0.0025\delta$ и $I_1 = 0.015\delta$ (1), 0.06δ (2) и 0.105δ (3) (а), а также при $I_1 = 0.03\delta$ и $I_2 = 0.005\delta$ (1), 0.01δ (2) и 0.03δ (3) (б). Кривые 4–6 показывают вклад электронов с энергией $E' = \omega_p + E_0 + \omega_1 - \omega_2$ в суммарное сечение при тех же интенсивностях, что и для кривых 1–3 соответственно.

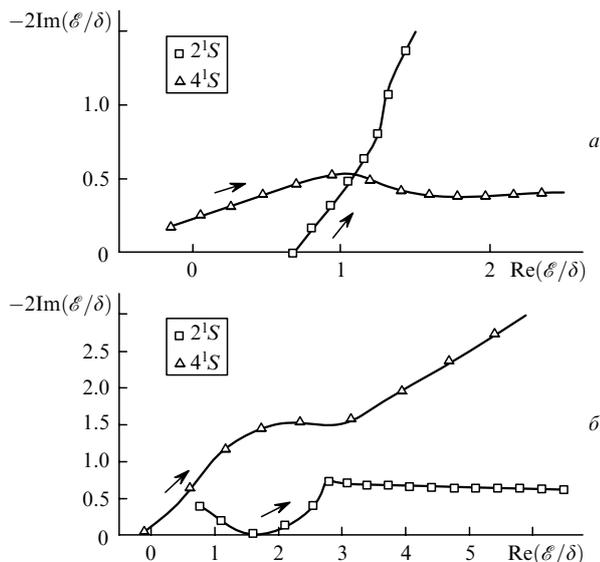


Рис.3. Положения комплексных энергий ЛИР из состояний 2^1S и 4^1S гелия при $I_2 = 0.0025\delta$ и медленном изменении интенсивности I_1 от нуля с шагом 0.015δ (а), а также при $I_1 = 0.03\delta$ и меняющейся от нуля с шагом 0.005δ интенсивности I_2 (б). Символы на кривых соответствуют положениям резонансов при изменениях интенсивностей с заданным шагом. Стрелки показывают направление возрастания интенсивности.

но при одном канале распада резонанса, что имеет место для ЛИР из состояния 2^1S . Состояние 4^1S имеет два канала ионизации излучением лазера с частотой ω_1 .

На рис.2 кривыми 4–6 показана резонансная зависимость выхода электронов с энергией $E' = \omega_p + E_0 + \omega_1 - \omega_2$ при тех же интенсивностях лазеров, что и для кривых 1–3 соответственно. Поскольку в этом случае нет интерференции прямой и резонансной ионизации пробным излучением, то резонансы имеют более симметричный вид. Наблюдаемая асимметрия связана с перемешиванием двух ЛИР. Из расчетов видно, что при малой интенсивности I_1 выход электронов в левом минимуме определяется электронами с энергией E' (рис.2,а, кривые 1 и 4, 2 и 5, 3 и 6). Другой особенностью является то, что в основном эти электроны формируют узкий пик, показанный на рис.2,б (кривые 2 и 5).

Резонансная структура сечений в значительной степени обусловлена движением полюсов S-матрицы в комплексной плоскости энергий при изменении интенсивностей лазерного излучения (рис.3). Однако картина перекрывающихся резонансов определяется интерференцией многих амплитуд переходов, учитываемых в уравнениях (9), (11)–(13).

На рис.3 видно нелинейное поведение траекторий в области сближения комплексных энергий, обычно называемое квазипересечением. При определенных (критических) значениях энергии возникает точное пересечение (двойной полюс S-матрицы). Сечение в окрестности этой точки плавно меняется с изменением интенсивности.

Как следует из уравнения (8), форма углового распределения фотоэлектронов не зависит ни от частоты пробного поля, ни от параметров лазерного излучения. Это является следствием дипольного правила отбора для орбитального момента фотоэлектрона при ионизации из состояния с нулевым орбитальным моментом. При этом изменяется только абсолютная величина сечения.

4. Заключение

Таким образом, впервые рассмотрены эффекты интерференции в перекрывающихся резонансах, индуцированных из состояний 2^1S и 4^1S атома гелия под действием излучения второй гармоники лазера на красителе и Nd:YAG-лазера с умеренными интенсивностями ($10^7 - 10^9$ Вт/см²). В приближении вращающейся волны получены аналитические выражения для сечений ионизации атома пробным полем в окрестности перекрывающихся ЛИР и угловых распределений фотоэлектронов, последовательно учитывающие резонансные переходы под действием лазерного поля. Показано, что форма резонансных зависимостей определяется небольшим числом параметров; это удобно для анализа экспериментальных спектров.

Установлено, что положение и ширины резонансов связаны с движением полюсов S-матрицы атомной системы в лазерном поле, которая описывается эффективным неэрмитовым гамильтонианом. При некоторых (критических) значениях интенсивностей лазеров комплексные энергии разных ЛИР могут совпадать, при этом появляется полюс S-матрицы второго порядка.

Исследование интерференционных эффектов в перекрывающихся ЛИР позволяет уточнить многие эффекты, возникающие в сложных атомах при конфигурационном смешивании перекрывающихся АИС.

Авторы благодарны И.Роттер и М.В.Федорову за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 01-02-16293).

1. Fano U. *Phys. Rev.*, **124**, 1866 (1961).
2. Newton R.G. *Scattering Theory of Waves and Particles* (New York: Springer-Verlag, 1982).
3. Muller M., Dittes F.M., Iskra W., Rotter I. *Phys. Rev. E*, **52**, 5961 (1995).
4. Mies F.H. *Phys. Rev.*, **175**, 164 (1968).
5. Connerade J.P., Lane A.M. *J. Phys. B*, **18**, L605 (1985).
6. Connerade J.P., Lane A.M., Baig M.A. *J. Phys. B*, **18**, 3507 (1985).
7. Flambaum V.V., Gribakina A.A., Gribakin G.F. *Phys. Rev. A*, **54**, 2066 (1996).
8. Казаков А.Е., Макаров В.П., Федоров М.В. *ЖЭТФ*, **70**, 39 (1976).
9. Lambropoulos P., Zoller P. *Phys. Rev. A*, **24**, 379 (1981).
10. Rzaewsky K., Eberly J.H. *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 408 (1981).
11. Andryushin A.I., Fedorov M.V., Kazakov A.E. *J. Phys. B*, **15**, 2851 (1982).
12. Armstrong L. Jr., Beers B.L., Feneuille S. *Phys. Rev. A*, **12**, 1903 (1975).
13. Геллер Ю.И., Попов А.К. *Квантовая электроника*, **3**, 1129 (1976).
14. Knight P.L., Lauder M.A., Dalton B.J. *Phys. Reports*, **190**, 1 (1990).
15. Magunov A.I., Rotter I., Strakhova S.I. *J. Phys. B*, **32**, 1669 (1999).
16. Bachau H., Lambropoulos P., Shakeshaft R. *Phys. Rev. A*, **34**, 4785 (1986).
17. Magunov A.I., Rotter I., Strakhova S.I. *J. Phys. B*, **32**, 1489 (1999).
18. Karapanagioti N.E., Charalambidis D., Uiterwaal C.J.G.J., Fotakis C., Bachau H., Sanchez I., Cormier E. *Phys. Rev. A*, **53**, 2587 (1996).
19. Kylstra N.J., van der Hart H.W., Burke P.G., Joachain C.J. *J. Phys. B*, **31**, 3089 (1998).
20. Autler S.H., Tawnes C.H. *Phys. Rev.*, **100**, 703 (1955).
21. Magunov A.I., Rotter I., Strakhova S.I. *J. Phys. B*, **34**, 29 (2001); *Laser Phys.*, **12**, 429 (2002).
22. Unanyan R.G., Vitanov N.V., Shore B.W., Bergmann K. *Phys. Rev. A*, **61**, 043408 (2000).
23. Jaron A., Mese E., Portvlieg R.M. *J. Phys. B*, **33**, 1487 (2000).
24. Halfmann T., Yatsenko L.P., Shapiro M., Shore B.W., Bergmann K. *Phys. Rev. A*, **58**, R46 (1998).
25. Yatsenko L.P., Halfmann T., Shore B.W., Bergmann K. *Phys. Rev. A*, **59**, 2926 (1999).