

ШТАРКОВСКИ ИНДУЦИРОВАННОЕ БЫСТРОЕ АДИАБАТИЧЕСКОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ: РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ, ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ И ДВУХФОТОННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ

В. Г. Архипкин, С. А. Мысливец, И. В. Тимофеев*

*Институт физики им. Л. В. Киренского
Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 11 апреля 2003 г.

На основе векторной модели изучено распространение лазерных импульсов в условиях двухфотонного квазирезонанса при штарковски индуцированном быстром адиабатическом прохождении резонанса с учетом неадиабатичности взаимодействия. Показано, что форма импульса при его распространении изменяется, а несущая частота свипируется. Проанализированы особенности пространственно-временной эволюции разности населенностей на двухфотонном переходе и двухфотонной когерентности при распространении импульса. Установлено, что полная инверсия населенностей и максимальная когерентность сохраняются на большой длине среды, если выполнены соответствующие условия на границе. Предложена новая возможность достижения большой когерентности, близкой к максимальной.

PACS: 42.25.Dd, 42.50.Gy, 42.50.Hz, 42.65.Jx, 42.65.Ky

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы резонансная нелинейная оптика газообразных сред получила мощный импульс к развитию, благодаря новым концепциям, основанным на атомной когерентности и эффектах квантовой интерференции. Широкое применение получили такие эффекты как индуцированная прозрачность [1], когерентное пленение населенностей [2, 3] и адиабатический перенос населенностей [4] (или стимулированное рамановское адиабатическое прохождение [5]). Перечисленные явления позволяют управлять линейными и нелинейно-оптическими свойствами вещества. При этом существенно изменяются законы распространения лазерных импульсов в резонансных условиях (согласованные импульсы [1], адиабатоны [6], уменьшение групповой скорости импульса в 10^7 – 10^8 раз [7] и другие эффекты [8–10]). Открываются новые возможности нелинейно-оптического взаимодействия с высокой эф-

фективностью даже для очень слабых световых полей [11, 12], для генерации субфемтосекундных импульсов света [13] и другие.

Недавно был продемонстрирован новый эффект — штарковски индуцированное быстрое адиабатическое прохождение (Stark-chirped rapid adiabatic passage — SCRAP, далее будем пользоваться этим термином) [14]. Он близко связан с явлением быстрого адиабатического прохождения за счет свипирования частоты лазера накачки (см., например, [15]) или за счет собственного штарковского сдвига уровней при двухфотонном взаимодействии [16]. В отличие от явлений, описанных в этих работах, в SCRAP прохождение через резонанс осуществляется за счет динамического штарковского сдвига, обусловленного дополнительным мощным лазерным импульсом, который задержан по времени относительно импульса лазера накачки. Для наблюдения SCRAP требуется выполнить определенные условия. Оно также отличается и от когерентного двухквантового взаи-

*E-mail: avg@iph.krasn.ru

модействия сверхкоротких импульсов света при самоиндуцированной прозрачности [17].

SCRAP позволяет когерентно управлять как населенностями, так и когерентностью в атомно-молекулярных системах. Оно позволяет получать инверсию населенностей между высоколежащими уровнями и основным состоянием [14] или приготавливать атомы в состоянии с максимальной двухфотонной когерентностью [18–20]. Последнее было предложено использовать для эффективной генерации когерентного перестраиваемого излучения, в том числе и в вакуумно-ультрафиолетовой области спектра, в процессе нелинейно-оптического смещения коротких импульсов [19, 20]. По-видимому, этот эффект может найти применение для управления химическими реакциями, для обработки квантовой информации, а также в атомной оптике.

В работах [14, 18] исследована только временная динамика инверсии населенностей уровней и максимальной двухфотонной когерентности в процессе SCRAP в терминах адиабатических состояний. В данной работе исследуется распространение импульса лазера накачки в условиях SCRAP и анализируется пространственно-временная динамика населенностей уровней и двухфотонной когерентности с учетом его распространения. Анализ проводится на основе векторной модели, которая обладает наглядностью и позволяет получить аналитические выражения как для населенностей, так и для недиагонального элемента матрицы плотности, описывающего атомную когерентность, с учетом первой неадиабатической поправки. Как будет показано, ее необходимо учитывать при распространении импульса в среде. Показано, что в условиях SCRAP инверсия населенностей на резонансном переходе и наведенная максимальная когерентность могут иметь место на большой длине среды.

Статья организована следующим образом. В разд. 2 обсуждается явление SCRAP на основе векторной модели без учета распространения импульса. Здесь приводятся основные уравнения и их решение, дается картина эффекта SCRAP в терминах векторной модели и обсуждаются условия, необходимые для его наблюдения. В разд. 3 выводятся уравнения, описывающие распространение лазерного импульса накачки в условиях SCRAP, приводится их решение, обсуждается пространственно-временная динамика инверсии населенностей и атомной когерентности с учетом распространения импульса. В заключении обсуждаются возможные применения полученных результатов.

2. ЭФФЕКТ БЫСТРОГО АДИАБАТИЧЕСКОГО ПРОХОЖДЕНИЯ ДВУХФОТОННОГО РЕЗОНАНСА ЗА СЧЕТ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО ШТАРКОВСКОГО СДВИГА: ВЕКТОРНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ

Упрощенная энергетическая схема уровней, соответствующая рассматриваемому процессу, показана на рис. 1. Для наблюдения эффекта SCRAP используются два следующих друг за другом с определенной временной задержкой лазерных импульса. Один из них (управляющий или импульс накачки) взаимодействует с двухфотонным переходом $1-2$ (рис. 1), его частота исходно отстроена от двухфотонного резонанса; другой, мощный нерезонансный («штарковский») импульс, приводит к изменению частоты двухфотонного перехода, индуцируя изменяющийся во времени динамический штарковский сдвиг. Когда двухфотонная отстройка меняется от больших отрицательных значений к большим положительным (или наоборот), к концу управляющего импульса практически вся населенность нижнего уровня 1 может быть перенесена в верхнее возбужденное состояние 2 , т. е. на переходе $1-2$ может возникнуть полная инверсия населенностей, время жизни которой определяется временем релаксации состояния 2 . Длительность импульсов считается меньше всех времен релаксации атомов.

Этот процесс обычно объясняют в терминах

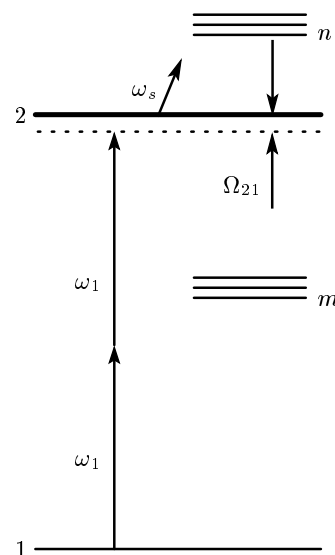


Рис. 1. Упрощенная схема энергетических уровней штарковски индуцированного быстрого адиабатического прохождения

«одетых» (адиабатических) состояний [14]. Но его можно описать и в терминах векторной модели [16], которая позволяет не только наглядно представить временную динамику процесса, но и получить аналитические выражения для инверсии населенностей и двухфотонной когерентности.

2.1. Уравнения для взаимодействующих полей и матрицы плотности в приближении обобщенной двухуровневой системы

Сначала рассмотрим временную динамику инверсии населенностей $\rho_2 - \rho_1$ на двухфотонном переходе 1-2 и недиагонального элемента матрицы плотности ρ_{21} , который описывает двухфотонную когерентность, в условиях штарковски индуцированного быстрого адиабатического прохождения. В дальнейшем для ρ_{21} используется термин «двухфотонная когерентность» или «когерентность». Управляющий $\mathcal{E}_1(z, t)$ и штарковский $\mathcal{E}_s(z, t)$ импульсы распространяются вдоль оси z в изотропной среде:

$$\mathcal{E}_{1,s}(z, t) = \frac{1}{2} E_{1,s}(z, t) \exp[-i(\omega_{1,s}t - k_{1,s}z)] + \text{с.с.} \quad (1)$$

Здесь $k_{1,s} = \omega_{1,s}/c$ — волновое число на частоте $\omega_{1,s}$, c — скорость света, $E_{1,s}(z, t)$ — комплексные медленно изменяющиеся амплитуды (огибающие). Так как штарковский импульс взаимодействует со средой нерезонансно, при распространении будем считать его заданным, а амплитуду — действительной величиной.

Распространение управляющего импульса описывается укороченным волновым уравнением:

$$\frac{\partial E_1(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_1(z, t)}{\partial t} = -i2\pi k_1 P_1(z, t), \quad (2)$$

где $P_1(z, t)$ — комплексная амплитуда поляризации, наведенной управляющим импульсом. Она может быть рассчитана на основе уравнений для матрицы плотности:

$$P_1(\omega_1) = N \sum_m (d_{1m} \rho_{m1} + d_{m2} \rho_{2m}), \quad (3)$$

где N — плотность атомов, d_{ij} — электродипольные моменты перехода, ρ_{ij} — компоненты матрицы плотности.

Далее будем предполагать, что удвоенная частота накачки квазирезонанса частоте перехода ω_{21} :

$$\Omega_{21} = 2\omega_1 - \omega_{21} \ll \omega_{ij},$$

а однофотонные отстройки удовлетворяют следующим условиям:

$$\Omega_{ji} = \omega_k - \omega_{ji} \gg |G_{ji}| \gg T_k^{-1}. \quad (4)$$

Здесь $G_{ji} = E_k d_{ji}/2\hbar$ — частота Раби, T_k — длительность импульса. В приближении (4) от многоуровневой системы можно перейти к обобщенной двухуровневой схеме (см., например, [21]). Уровень 1 является основным, уровни m дают главный вклад в двухфотонный квантовый переход и штарковский сдвиг за счет управляющего поля, уровни n — в штарковский сдвиг за счет штарковского поля.

В представлении взаимодействия с привлечением приближения вращающейся волны уравнения для матрицы плотности обобщенной двухуровневой системы имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_2 - \rho_1)}{\partial t} &= -2qA_1^2 \text{Im} \rho_{21}, \\ \frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} - i(\Omega'_{21} - \Omega_s)\rho_{21} &= \frac{i}{2} qA_1^2 (\rho_2 - \rho_1). \end{aligned} \quad (5)$$

При записи уравнений (5) введены следующие обозначения:

$$E_1 = A_1 \exp(-i\varphi_1),$$

A_1, φ_1 — действительные амплитуда и фаза, являющиеся функциями координаты и времени,

$$q = \frac{1}{2\hbar^2} \sum_m \frac{d_{2m} d_{m1}}{\Omega_{m1}}, \quad \Omega_{m1} = \omega_1 - \omega_{m1},$$

$$\Omega'_{21} = \Omega_{21} + \frac{2\partial\varphi_1}{\partial t} = 2\omega'_1 - \omega_{21}, \quad \Omega_{21} = 2\omega_1 - \omega_{21}$$

— начальная (статическая) отстройка, ω_{21} — резонансная частота перехода, $\omega'_1 = \omega_1 + \partial\varphi_1/\partial t$ — мгновенная частота, $\Omega_s = S_1 + S$ — штарковский сдвиг двухфотонного резонанса, обусловленный управляющим ($S_1 = a_1 A_1^2$) и штарковским ($S = a_s E_s^2$) импульсами,

$$a_1 = \frac{1}{4\hbar^2} \sum_m \left(\frac{|d_{m1}|^2}{\omega_1 - \omega_{m1}} + \frac{|d_{2m}|^2}{\omega_1 - \omega_{2m}} \right), \quad (6)$$

$$a_s = \frac{1}{4\hbar^2} \sum_n \frac{|d_{n1}|^2}{\omega_s - \omega_{n1}}$$

— параметры, описывающие штарковские сдвиги.

В этом приближении поляризацию (3) можно представить в виде

$$P_1(\omega_1) = [\chi_1(\omega_1)\rho_1 - \chi_2(\omega_1)\rho_2] N A_1 \exp(i\varphi_1) - 2N\hbar q A_1 \rho_{21} \exp(i\varphi_1), \quad (7)$$

где $\chi_{1,2}(\omega_1)$ — линейные восприимчивости

$$\chi_i(\omega_1) = \frac{1}{2\hbar} \sum_m \frac{|d_{mi}|^2}{\omega_1 - \omega_{mi}}, \quad i = 1, 2. \quad (8)$$

2.2. Векторное представление

Уравнения (5) удобно переписать, используя векторную модель [15, 16], введя обозначения

$$r_1 = \rho_{21} + \rho_{12}, \quad r_2 = i(\rho_{21} - \rho_{12}), \quad r_3 = \rho_2 - \rho_1.$$

Величины r_j ($j = 1, 2, 3$) можно рассматривать как компоненты вектора

$$\mathbf{r} = \mathbf{e}_1 r_1 + \mathbf{e}_2 r_2 + \mathbf{e}_3 r_3$$

($\mathbf{e}_{1,2,3}$ — единичные векторы) в некотором абстрактном пространстве (вектор \mathbf{r} иногда называют псевдоспином). Псевдоспин удовлетворяет следующему уравнению движения:

$$\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} = \boldsymbol{\gamma} \times \mathbf{r}. \quad (9)$$

Здесь $\boldsymbol{\gamma}$ — вектор с компонентами

$$\gamma_1 = qA_1^2, \quad \gamma_2 = 0, \quad \gamma_3 = (\Omega'_{21} - \Omega_s).$$

Эти параметры имеют прозрачный физический смысл: γ_1 — эффективная двухфотонная частота Раби, γ_3 — мгновенная отстройка от двухфотонного резонанса.

Уравнения движения для компонент вектора \mathbf{r} имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial r_1}{\partial t} &= \gamma_3 r_2, & \frac{\partial r_2}{\partial t} &= -\gamma_3 r_1 + \gamma_1 r_3, \\ \frac{\partial r_3}{\partial t} &= -\gamma_1 r_2. \end{aligned} \quad (10)$$

Решение уравнений (10) с учетом первой неадиабатической поправки имеет вид (см., например, [15])

$$r_1 = \mp \frac{\gamma_1}{\gamma}, \quad r_3 = \mp \frac{\gamma_3}{\gamma}, \quad r_2 = -\frac{1}{\gamma_3} \frac{\partial r_1}{\partial t}, \quad (11)$$

где

$$\gamma = |\boldsymbol{\gamma}| = \sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_3^2}.$$

Верхние знаки в (11) и последующих выражениях выбираются для случая $\gamma_3(z=0, t \rightarrow -\infty) < 0$, нижние знаки — в противоположном случае, $\gamma_3(z=0, t \rightarrow -\infty) > 0$.

Отметим, что учет неадиабатической поправки приводит к тому, что когерентность

$$\rho_{21} = \frac{r_1 - i r_2}{2}$$

становится комплексной. Последнее, как будет показано, необходимо учитывать при распространении импульса в среде.

Удобно ввести параметр $\theta = \text{arctg}(\gamma_1/\gamma_3)$ — угол между вектором $\boldsymbol{\gamma}$ и отрицательным направлением оси \mathbf{e}_3 , вдоль которой направлен единичный вектор \mathbf{e}_3 (см. рис. 2). В этих обозначениях $r_1 = \pm \sin \theta$, $r_3 = \mp \cos \theta$.

Условие адиабатичности означает, что скорость $\partial\theta/\partial t$, с которой поворачивается вектор $\boldsymbol{\gamma}$, мала по сравнению с частотой прецессии γ вектора \mathbf{r} :

$$\left| \frac{\partial\theta}{\partial t} \right| = |\dot{\theta}| \ll \gamma = \sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_3^2}. \quad (12)$$

Используя выражение (12), нетрудно показать, что $r_2 = -\dot{\theta}/\gamma$. Это означает, что угол между \mathbf{r} и $\boldsymbol{\gamma}$ много меньше, чем угол между $\boldsymbol{\gamma}$ и \mathbf{e}_3 (см. рис. 2), т. е. $|r_2| \ll |r_1|$.

Условие адиабатичности (12) можно представить как

$$\left| \frac{\dot{\gamma}_1 \gamma_3 - \dot{\gamma}_3 \gamma_1}{(\gamma_1^2 + \gamma_3^2)^{3/2}} \right| \ll 1. \quad (13)$$

Это условие аналогично полученному в [5] в терминах адиабатических состояний.

Покажем, что решение (11) совместно с (13) хорошо описывает явление штарковски индуцированного быстрого адиабатического прохождение. Рассмотрим случай, когда двухфотонная частота Раби $\gamma_1(t)$ и штарковский сдвиг $S(t)$ частоты перехода, индуцируемый вторым импульсом, имеют гауссовскую форму:

$$\begin{aligned} \gamma_1(t) &= \gamma_{10} \exp\left(-\frac{t^2}{T_1^2}\right), \\ S(t) &= S_0 \exp\left[-\frac{(t - \delta t)^2}{T_s^2}\right], \end{aligned} \quad (14)$$

где T_1 и T_s — длительности управляющего и штарковского импульсов, δt — временная задержка между ними. При дальнейшем анализе, ради простоты, штарковским сдвигом за счет управляющего поля пренебрегаем. Для достижения SCRAP необходимо удовлетворить ряду требований. Условие адиабатичности (13) можно выполнить при определенных соотношениях между Ω_{21} , максимальной частотой Раби γ_{10} и временем задержки δt . Прежде всего, чтобы обеспечить условие прохождение двухфотонного резонанса, необходимо, чтобы максимальный штарковский сдвиг S_0 превышал начальную отстройку Ω_{21} ($|S_0| > |\Omega_{21}|$) и обе величины имели одинаковый знак. Очевидно, что в этих условиях резонанс проходит дважды: в моменты времени

$$t_{1,2} = \delta t \mp T_s \sqrt{\ln \frac{S_0}{\Omega_{21}}}.$$

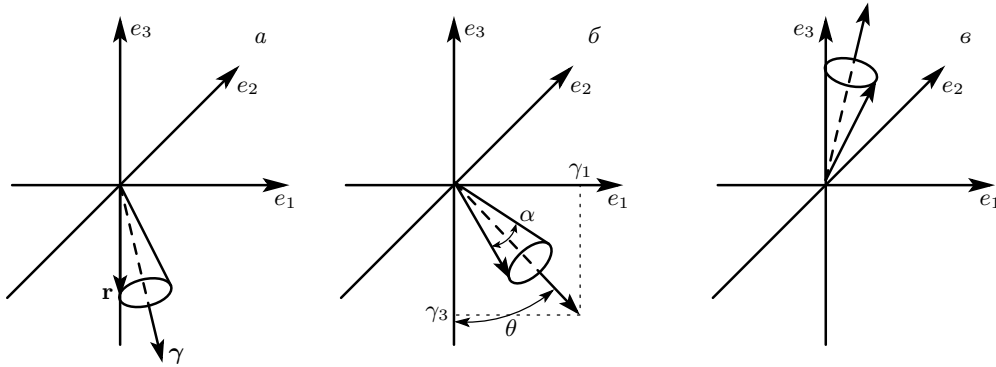


Рис. 2. Эволюция вектора \mathbf{r} в процессе штарковски индуцированного быстрого адиабатического прохождения: *a* — двухфотонная частота управляющего импульса меньше резонансной частоты, вектор \mathbf{r} прецессирует по конической поверхности вокруг вектора γ ; *б* — по мере свипирования частоты перехода через резонанс за счет штарковского сдвига угол θ между вектором γ и отрицательным направлением оси e_3 возрастает, вектор \mathbf{r} продолжает прецессировать вокруг γ , следуя за ним; *в* — удвоенная частота управляющего импульса больше резонансной частоты перехода, вектор γ заканчивает движение сориентированным в направлении, близком к положительному направлению оси e_3

При этом управляющий импульс должен быть достаточно сильным, чтобы обеспечить адиабатический переход при первом прохождении через резонанс, но достаточно слабым, чтобы предотвратить такой переход при втором прохождении. В предположении, что в момент времени $t_1 = 0$ управляющий импульс достигает максимума, эти требования приводят к условиям [14]

$$1 \ll \frac{\gamma_{10}^2 T_s^2}{\Omega_{21} \delta t} \ll \exp \frac{8\delta t^2}{T_1^2}. \quad (15)$$

Условие (15) дает верхний и нижний пределы отстройки Ω_{21} и максимальное значение для частоты Раби γ_{10} . Из формулы для r_3 (11) следует, что, для того чтобы к концу управляющего импульса перенос населенности оказался максимальным, необходимо выполнение условия $\gamma_1 \ll |\gamma_3|$, которое проще всего достигается в момент $t = \delta t$, когда штарковский сдвиг S максимален. Это условие можно записать в виде

$$\gamma_{10} \exp \left(-\frac{\delta t^2}{T_1^2} \right) \ll |\Omega_{21} - S_0|. \quad (16)$$

При этом в определенный момент времени, когда разность населенностей $r_3 = 0$, двухфотонная когерентность достигает максимального значения $|\rho_{21}| = 1/2$. Указанные условия выполняются в достаточно широких пределах.

Для численных демонстраций нами была выбрана схема переходов атома Кг, которая использовалась в экспериментах по генерации ВУФ-излучения

в условиях электромагнитно индуцированной прозрачности [22]: управляющий импульс с длиной волны $\lambda_1 \approx 212.55$ нм двухфотонно взаимодействует с переходом $4p^6 \ ^1S-4p^5 \ ^5p$. Поскольку характерные времена релаксации рассматриваемых переходов составляют несколько десятков наносекунд, длительность используемых лазерных импульсов не должна превышать нескольких наносекунд.

На рис. 3 показаны зависимости разности населенностей уровней r_3 и модуля атомной когерентности $|\rho_{21}| = |(r_1 - ir_2)/2|$ от времени, которые демонстрируют достижение инверсии населенностей и максимальной когерентности на двухфотонном переходе при выполнении перечисленных выше условий.

Процесс SCRAP в терминах векторной модели можно представить следующим образом. Пусть в начальный момент времени ($t \rightarrow -\infty$) все атомы находятся в основном состоянии 1 ($r_3 = -1$), а удвоенная частота управляющего импульса достаточно далеко отстроена от резонанса и, для определенности, меньше резонансной частоты перехода 1-2. Это означает, что вектор γ расположен практически вдоль отрицательного направления оси e_3 и почти параллелен вектору \mathbf{r} , т.е. $\theta \approx 0$. При этом вектор \mathbf{r} движется по поверхности конуса (прецессирует вокруг вектора γ) с малым углом α при вершине, величина которого пропорциональна r_2 (рис. 2). При включении штарковского импульса начинается свипирование частоты по направлению к резонансу и угол θ растет. Если угол θ изменяется медленнее, чем частота прецессии γ (условие (13) выполнено), то век-

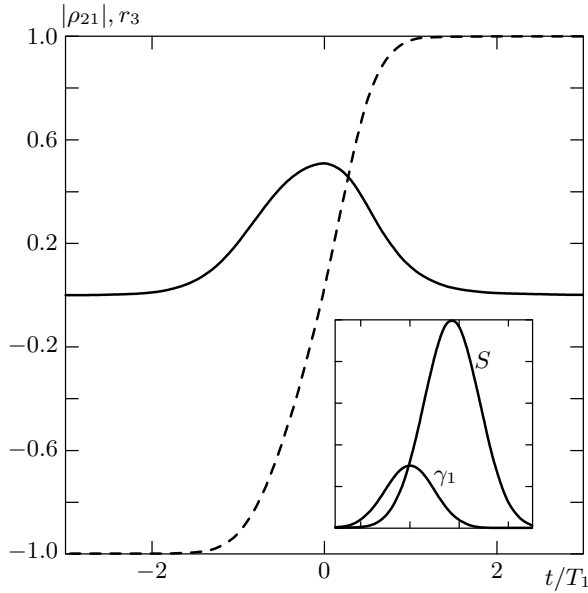


Рис. 3. Зависимости двухфотонной когерентности $|\rho_{21}|$ (сплошная кривая) и разности населенностей $r_3 = \rho_2 - \rho_1$ (штриховая) от времени в случае последовательности импульсов, показанных на вставке, когда управляющий импульс предшествует штарковскому. Задержка между импульсами $\delta t/T_1 = 1.7$, длительность штарковского импульса $T_s/T_1 = 1.6$, максимальный штарковский сдвиг $S_0 T_1 = 50$, амплитуда двухфотонной частоты Раби $\gamma_{10} T_1 = 15$, начальная отстройка $\Omega_{21} T_1 = -16$

тор \mathbf{r} будет следовать за вектором $\boldsymbol{\gamma}$ по мере изменения угла θ , продолжая прецессировать. Амплитуда штарковского импульса должна быть такой, чтобы при прохождении через резонанс частота управляющего импульса оказалась значительно выше резонансной частоты перехода (рис. 2). В конце импульса вектор \mathbf{r} расположится вблизи положительного направления оси e_3 . Таким образом, благодаря свипированию через резонанс осуществляется инвертирование населенностей уровней. Учет r_2 не изменяет картину в целом, но при этом, как можно показать, прецессирование вектора \mathbf{r} происходит относительно вектора $\boldsymbol{\gamma} + \dot{\boldsymbol{\theta}}$, где $\boldsymbol{\gamma} = (0, 0, -\gamma_1)$ и $\dot{\boldsymbol{\theta}} = (0, -\dot{\theta}, 0)$ — векторы, выраженные в дважды вращающейся системе координат (см., например, [15]).

Используя данную технику, можно приготавливать атомы в когерентной суперпозиции состояний 1 и 2 с максимальной когерентностью [18]. Этот эффект называют half-SCRAP [18], и его также можно описать в терминах векторной модели. В отличие от SCRAP, он возникает при других условиях. Из формулы для r_1 (11) следует, что $r_1 \rightarrow \mp 1$, ко-

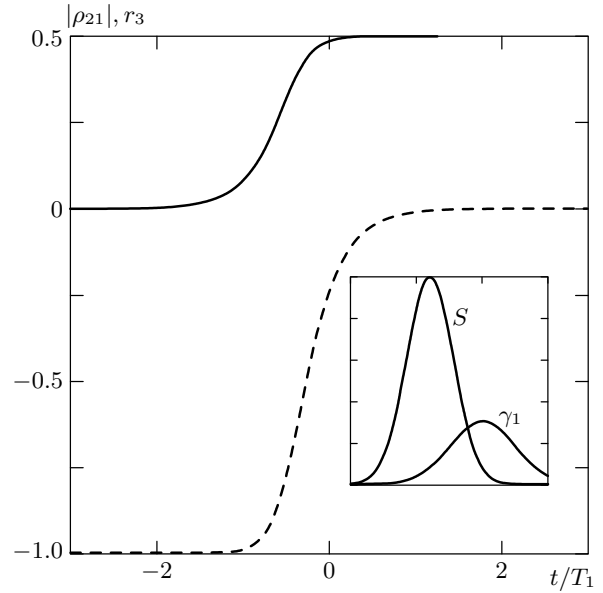


Рис. 4. Зависимости двухфотонной когерентности $|\rho_{21}|$ (сплошная кривая) и разности населенностей $r_3 = \rho_2 - \rho_1$ (штриховая) от времени в случае, когда штарковский импульс предшествует управляющему, как показано на вставке. $\delta t/T_1 = -1.6$, $T_s/T_1 = 1$, $S_0 T_1 = 50$, $\gamma_{10} T_1 = 15$, $\Omega_{21} = 0$

гда $\gamma_1 \gg |\Omega_{21} - S|$ (вблизи момента времени, когда управляющее поле принимает максимальное значение). В начальный момент времени $r_3 = -1$, поэтому очевидно, что в этот момент должно быть $\gamma_1 \ll |\Omega_{21} - S|$. Наиболее просто эти условия выполняются при $\Omega_{21} = 0$. Кроме того, они должны совмещаться с условием адиабатичности (13). Анализ показывает, что указанные условия могут быть выполнены для последовательности импульсов, показанных на вставке к рис. 4, когда штарковский импульс включается раньше, чем управляющий. Случай с противоположной последовательностью импульсов, т. е. когда управляющий импульс предшествует штарковскому [18], в нашем приближении не описывается.

На рис. 4 приведены зависимости r_3 и $|\rho_{21}| = |(r_1 - ir_2)/2|$ для выбранной последовательности импульсов. Видно, что, в отличие от эффекта SCRAP, здесь возникает плато, где когерентность имеет максимальное значение. В этом случае вектор \mathbf{r} , первоначально сориентированный практически вдоль отрицательного направления оси e_3 , при изменении штарковского и управляющего полей поворачивается на $\pi/2$ и выстраивается вдоль оси e_1 .

3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ УПРАВЛЯЮЩЕГО ИМПУЛЬСА И ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДИНАМИКА ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ И КОГЕРЕНТНОСТИ

Перейдем теперь к рассмотрению распространения управляющего импульса в условиях SCRAP. Выразим комплексную поляризацию $P_1(\omega_1)$, определяемую формулой (7) через величины $r_{1,2,3}$:

$$P_1(\omega_1) = \frac{1}{2} \{ [\chi_1(1-r_3) - \chi_2(1+r_3)] N A_1 \exp(i\varphi_1) \} - \hbar q (r_1 - ir_2) N A_1 \exp(i\varphi_1) = (U + iV) \exp(i\varphi_1), \quad (17)$$

N — плотность атомов. Подчеркнем, что мнимая часть поляризации V обусловлена неадиабатической поправкой r_2 , которая, несмотря на малость, приводит к изменению формы импульса при его распространении в среде.

Подставляя (17) в (2), получим уравнения для действительной амплитуды и фазы:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_1}{\partial t} = \pm 2\pi k_1 V, \quad (18)$$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = \mp 2\pi k_1 \frac{U}{A_1}, \quad (19)$$

где

$$U = \frac{1}{2} \left[\chi_1(\omega_1) \left(1 - \frac{\gamma_3}{\gamma} \right) - \chi_2(\omega_1) \left(1 + \frac{\gamma_3}{\gamma} \right) \right] \times \\ \times N A_1 - \frac{\hbar q^2 N A_1^3}{\gamma}, \quad (20)$$

$$V = - \frac{\hbar q^2 N A_1}{\gamma_3} \frac{\partial}{\partial t} \frac{A_1^2}{\gamma}.$$

Здесь верхние знаки соответствуют отрицательной начальной отстройке от двухфотонного резонанса ($\Omega_{21} = 2\omega_1 - \omega_{21} < 0$), а нижние — положительной ($\Omega_{21} > 0$).

Если не учитывать неадиабатическую поправку ($V = 0$ — идеальный адиабатический предел), то правая часть уравнения (18) обращается в нуль и видно, что импульс распространяется в среде без изменения своей формы. Но при этом фаза импульса будет изменяться, согласно уравнению (19), т.е. мгновенная частота свипируется по мере распространения. Учет неадиабатической поправки приводит к тому, что двухфотонная когерентность становится комплексной величиной, в результате наведенная в среде макроскопическая поляризация имеет мнимую часть, которая пропорциональна производной $\partial(A_1^2/\gamma)/\partial t$. Ее знак может быть как положительным (статическая отстройка $\Omega_{21} < 0$), так и

отрицательным, т.е. генерируемое поле может либо усиливать, либо ослаблять распространяющийся в среде импульс. Все определяется, как показано ниже, знаком производной мгновенной отстройки от двухфотонного резонанса с учетом штарковского сдвига.

Вычисляя производную $\partial(A_1^2/\gamma)/\partial t$ и подставляя выражение для V в уравнение (18), для действительной амплитуды получаем следующее уравнение:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_1}{\partial t} = \\ = \pm \frac{2\pi\omega_1 \hbar q^2 N}{c\gamma^3} \left(-A_1^3 \frac{\partial \Delta}{\partial t} + 2\Delta A_1^2 \frac{\partial A_1}{\partial t} \right), \quad (21)$$

где

$$\Delta = 2\omega'_1 - \omega_{21} - S$$

— мгновенная отстройка от двухфотонного резонанса с учетом сдвига внешним штарковским импульсом.

Вместо уравнения для фазы удобно перейти к уравнению для мгновенной частоты $\omega'_1 = \omega_1 + \partial\varphi_1/\partial t$:

$$\frac{\partial \omega'_1}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \omega'_1}{\partial t} = \\ = \mp \frac{2\pi\omega_1 \hbar q^2 N}{c\gamma^3} \left(-A_1^3 \frac{\partial \Delta}{\partial t} + 2\Delta A_1^2 \frac{\partial A_1}{\partial t} \right) \frac{\Delta}{A_1}. \quad (22)$$

Уравнения (21) и (22) описывают распространение светового импульса в условиях SCRAP до тех пор, пока выполняется условие адиабатичности (13). Видно, что правые части уравнений отличаются лишь множителем Δ/A_1 . Это говорит о том, что эффекты изменения частоты и формы импульса происходят одновременно и связаны между собой. Первые слагаемые в правых частях уравнений обусловлены высокочастотным эффектом Керра, который приводит как к изменению формы импульса при его распространении в среде, так и к самомодуляции фазы в процессе распространения. Второе слагаемое приводит к изменению скорости распространения импульса.

Заметим, что если при сканировании частоты проходить через резонанс ($\Delta = 0$), как в случае SCRAP, знак производной не меняется, так как Δ — либо возрастающая (при начальной отстройке $\Omega_{21} < 0$), либо убывающая ($\Omega_{21} > 0$) функция времени. В этом случае поле, генерируемое мнимой частью поляризации, находится в противофазе с падающим импульсом и ослабляет его. В случае, когда при сканировании частоты резонанс не достигается,

ситуация иная. На части импульса производная будет положительной, на другой части — отрицательной, т. е. одна часть импульса будет ослабляться, а другая — усиливаться.

В системе координат $\xi = z$, $\tau = t - z/c$ уравнение (22) с учетом (21) принимает вид

$$\frac{\partial \omega'_1}{\partial \xi} = -\frac{\Delta(\tau, \xi)}{A_1(\tau, 0)} \frac{\partial A_1}{\partial \xi}. \quad (23)$$

Интегрируя уравнение (23), получаем

$$\frac{\Delta(\tau, \xi)}{\Delta(\tau, 0)} = \frac{A_1^2(\tau, 0)}{A_1^2(\tau, \xi)}. \quad (24)$$

Это общее соотношение, справедливое для адиабатического приближения. Оно отражает взаимосвязь между изменением мгновенной частоты импульса и изменением его огибающей при распространении в среде в условиях двухфотонного квазирезонанса. Оно также показывает, что эффекты изменения формы импульса и самомодуляции связаны между собой и не могут рассматриваться раздельно.

Перепишем уравнение (21) в виде

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v_p} \frac{\partial A_1}{\partial t} = \pm \frac{2\pi\omega_1 \hbar q^2 N}{c\gamma^3} A_1^3 \frac{\partial \Delta}{\partial t}, \quad (25)$$

где

$$\frac{1}{v_p} = \frac{1}{c} \left(1 \pm \frac{4\pi\omega_1 \hbar q^2 N}{\gamma^3} \Delta A_1^2 \right). \quad (26)$$

Численное решение уравнения (25) приведено на рис. 5, где показана временная динамика нормированной интенсивности управляющего импульса на входе и на выходе из среды. На входе в среду управляющий и штарковский импульсы имеют гауссовскую форму, а их параметры и время задержки между ними подобраны таким образом, что выполнены условия (15) и (16), необходимые для SCRAP и полного переноса населенности. Видно, что при распространении амплитуда импульса постепенно уменьшается, а его форма медленно меняется. Можно выделить два эффекта, ответственные за изменение формы импульса: во-первых, изменение формы импульса за счет неадиабатичности взаимодействия (формула (26)) и, во-вторых, самомодуляция фазы за счет высокочастотного эффекта Керра. При этом мгновенная частота импульса изменяется со временем, как показано на рис. 5б. Для расчета $\dot{\varphi}_1$ использовалось уравнение (24).

На рис. 6 и 7 показана пространственно-временная эволюция разности населенностей и двухфотонной когерентности в условиях SCRAP и half-SCRAP.

Видно, что инверсия населенностей и максимальная когерентность, наведенная на двухфотонном переходе, сохраняются на большой длине среды.

Обратим внимание на то, что для достижения большой двухфотонной когерентности, близкой к максимальной, не обязательно проходить через резонанс. Для этого, как видно из формулы для r_1 (11), достаточно, чтобы выполнялось условие $|\gamma_1| \gg |\gamma_3|$ совместно с условием адиабатичности (13). Это условие означает, что двухфотонная частота Раби должна превышать отстройку от резонанса в момент времени, когда разность населенностей $\rho_2 - \rho_1 = r_3 \approx 0$. На рис. 8а показано, как в данном случае изменяется огибающая управляющего импульса при его распространении в среде. Небольшое увеличение амплитуды импульса связано с перераспределением энергии в импульсе, обусловленным неадиабатической поправкой, которая приводит к ослаблению переднего фронта импульса и усилению заднего (см. обсуждение после формулы (22)). При этом полная энергия импульса (площадь под кривой интенсивности) практически не изменяется. В условиях квазирезонанса на большой длине среды наводится двухфотонная когерентность, близкая к максимальной, как показывает рис. 8б. Последнее можно использовать для эффективной генерации третьей гармоники в коротковолновой области спектра.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе векторной модели для двухфотонного резонанса в двухуровневом приближении рассмотрено явление штарковски индуцированного быстрого адиабатического прохождение, которое может приводить к полному переносу населенности и максимальной когерентности на резонансном переходе. Такой подход позволил получить аналитические выражения для населенностей и двухфотонной когерентности с учетом неадиабатичности взаимодействия, проанализировать их в широкой области изменения параметров и определить условия адиабатичности, а также дать простую геометрическую интерпретацию эффекта. На этой основе исследованы особенности распространения коротких лазерных импульсов в различных условиях. Предложена новая возможность достижения большой когерентности, близкой к максимальной.

Показано, что неадиабатичность взаимодействия приводит к тому, что становится комплексным недиагональный элемент матрицы плотности, описывающий двухфотонную когерентность.

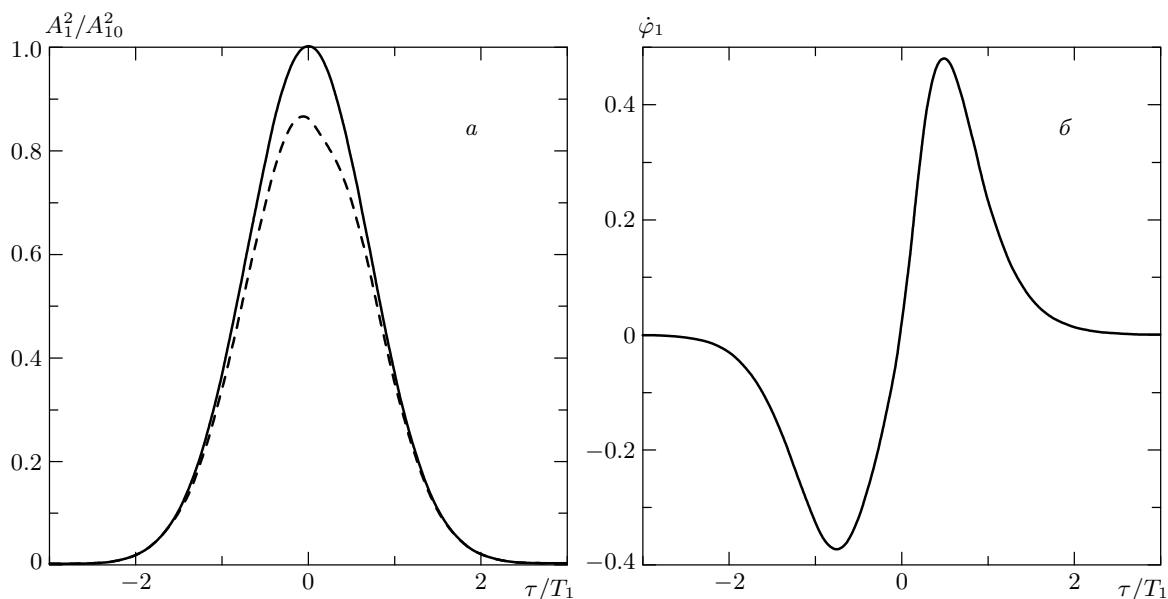


Рис. 5. Пространственно-временная эволюция импульса в условиях SCRAP: *a* — зависимость огибающей импульса от времени при $Z = 0$ (сплошная кривая), 10 (штриховая); *б* — изменение мгновенной частоты φ_1 управляющего импульса со временем при $Z = 10$ (нормирована на величину $\alpha_0 = 8\pi k_1 N \chi_1(\omega_1)$). Параметры импульсов такие же, как на рис. 3

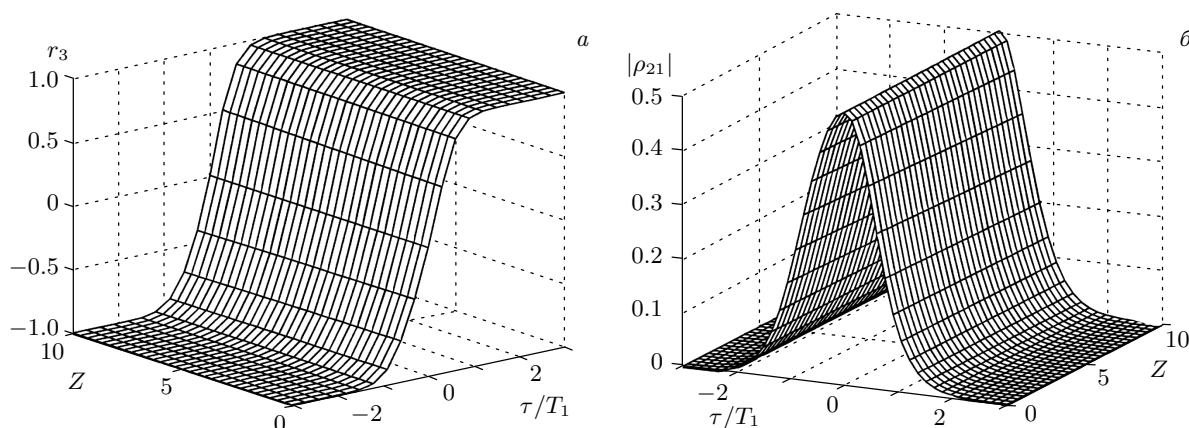


Рис. 6. Пространственно-временная эволюция разности населенностей $r_3 = \rho_2 - \rho_1$ (*a*) и двухфотонной когерентности $|\rho_{21}|$ (*б*) в условиях SCRAP. Параметры импульсов такие же, как на рис. 3

Его мнимая часть индуцирует квадратурную нелинейную керровскую поляризацию, которая ответственна за изменение энергетического обмена между распространяющимся импульсом и средой, а реальная часть керровской поляризации приводит к самомодуляции фазы. Эти факторы по мере распространения импульса приводят к уменьшению его амплитуды и изменению формы (на малых длинах распространения форма импульса остается практически неизменной). Кроме того, несущая

частота импульса изменяется со временем, причем имеется область почти линейного свипирования на большей части длительности импульса. Отметим, что изменения частоты и формы импульса связаны между собой, так как они обусловлены самовоздействием за счет высокочастотного эффекта Керра в нестационарном лазерном поле. По-видимому, длительность такого импульса можно уменьшить, пропуская его через дисперсионную линию задержки, используя эффект сжатия [23].

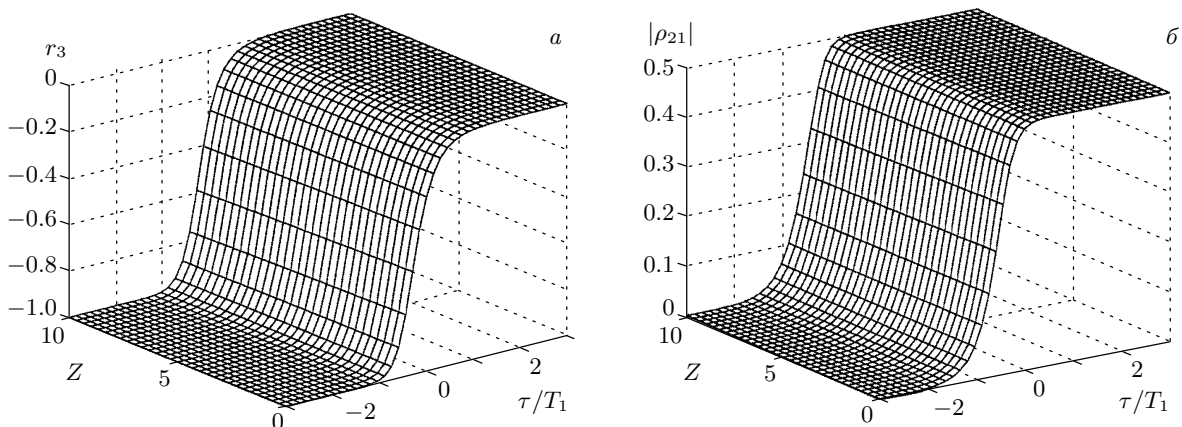


Рис. 7. Пространственно-временная эволюция разности населенностей $r_3 = \rho_2 - \rho_1$ (а) и двухфотонной когерентности $|\rho_{21}|$ (б) в условиях half-SCRAP. Параметры импульсов такие же, как на рис. 4

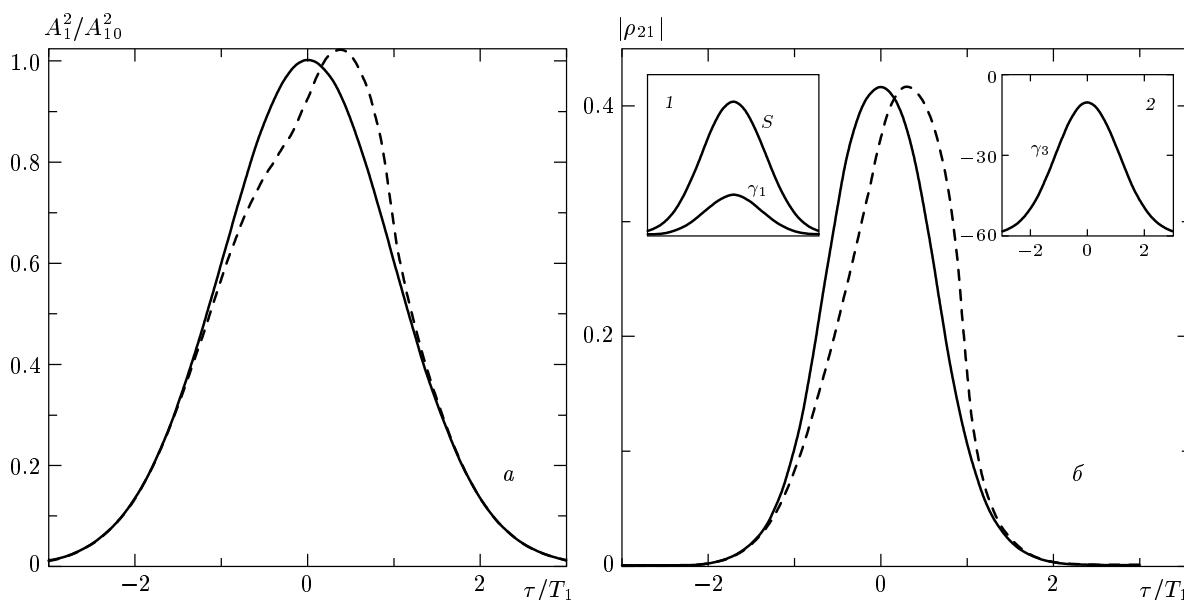


Рис. 8. Пространственно-временная эволюция управляющего импульса и двухфотонной когерентности $|\rho_{21}|$ в случае, когда при свипировании частоты не проходят через резонанс: а — оггибающая импульса при $Z = 0$ (сплошная кривая), 70 (штриховая); б — зависимость двухфотонной когерентности $|\rho_{21}|$ от времени в тех же точках. На вставках показаны: 1 — последовательность включения управляющего и штарковского импульсов; 2 — зависимость мгновенной отстройки γ_3 от двухфотонного резонанса. $\delta t = 0$, $\Omega_{21}T_1 = -60$, $T_s/T_1 = 1.6$, $S_0T_1 = 50$, $\gamma_{10}T_1 = 15$

Также изучена пространственно-временная эволюция разности населенностей и двухфотонной когерентности при распространении импульса. Показано, что инверсия населенностей и максимальная когерентность сохраняются на большой длине среды, если выполнены соответствующие условия на границе. Данный способ позволяет получать практически полную инверсию между основным

состоянием и высоколежащим возбужденным уровнем либо приводить среду в когерентное состояние, используя лазеры видимого диапазона с длительностью импульсов, меньших времени релаксации возбужденного состояния. Поэтому предложенный способ может найти различные приложения для создания новых источников импульсного когерентного излучения. Например, инвертированную таким

образом среду можно использовать для генерации перестраиваемых по длине волны коротких импульсов в коротковолновой области спектра, в том числе в вакуумно-ультрафиолетовом диапазоне спектра, на основе антистоксового вынужденного комбинационного рассеяния. По-видимому, в таком варианте можно исследовать и кооперативное антистоксово рассеяние. Отметим также возможность генерации третьей гармоники в коротковолновой области спектра в условиях максимальной когерентности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-16325а), грантов «Университеты России» (УР.01.01.003), INTAS (99-00019).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. E. Harris, *Phys. Today* **50**, 36 (1997).
2. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, *УФН* **163**, 1 (1993).
3. E. Arimondo, in *Progress in Optics* ed. by E. Wolf, North-Holland, Amsterdam (1996), Vol. 35, p. 257.
4. J. R. Kuklinsky, U. Gaubats, F. T. Hioe et al., *Phys. Rev. A* **40**, 6471 (1989).
5. N. V. Vitanov, M. Fleischhauer, and K. Bergmann, *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **46**, 55 (2001).
6. R. Grobe, F. T. Hioe, and J. H. Eberly, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3183 (1994).
7. A. B. Matsko, O. Kocharovskaya, Yu. Rostovtsev et al., *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **46**, 191 (2001).
8. M. Fleischhauer and A. S. Manka, *Phys. Rev. A* **54**, 794 (1996).
9. V. G. Arkhipkin and I. V. Timofeev, *Phys. Rev. A* **64**, 053811 (2001).
10. В. Г. Архипкин, И. В. Тимофеев, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 74 (2002).
11. S. E. Harris and L. V. Hau, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4611 (1999).
12. M. D. Lukin, P. H. Hemmer, and M. O. Scully, *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **42**, 347 (2000).
13. Fam Le Kien, Nguyen Hong Shon, K. Hakuta, *Phys. Rev. A* **64**, 051803(R) (2001).
14. T. Rickes, L. P. Yatzenko, S. Steuerwald et al., *J. Chem. Phys.* **113**, 534 (2000).
15. Р. Шумейкер, в кн. *Лазерная и когерентная спектроскопия*, под ред Дж. Стейнфелда, Мир, Москва (1982), с. 235.
16. D. Grischkowsky, M. M. T. Loy, and P. F. Liao, *Phys. Rev. A* **12**, 2514 (1975).
17. И. А. Полуэктов, Ю. М. Попов, В. С. Ройтберг, *УФН* **114**, 97 (1974).
18. L. P. Yatzenko, N. A. Vitanov, B. W. Shore et al., *Opt. Comm.* **204**, 413 (2002).
19. S. A. Myslivetz, A. K. Popov, T. Halfmann et al., *Opt. Comm.* **209**, 335 (2002); S. A. Myslivets, A. K. Popov, V. V. Kimberg, and T. F. George, in *Modern Topics in Chemical Physics*, ed. by T. F. George, X. Sun, and G. P. Zhang, Res. Signpost, Trivandrum, India (2002), p. 163.
20. E. A. Korsunsky, T. Halfmann, J. P. Marangos et al., E-print archives, arXiv:quant-ph/0209161.
21. В. С. Бутылкин, А. Е. Каплан, Ю. Г. Хронопуло, Е. И. Якубович, *Резонансные взаимодействия света с веществом*, Наука, Москва (1977), с. 351.
22. C. Dorman, I. Kucukkara, and J. P. Marangos, *Phys. Rev. A* **61**, 013802 (1999).
23. С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, Ю. Г. Хронопуло, А. С. Чиркин, *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов*, Наука, Москва (1988), с. 310.