

УДК 539.345

ТРЕХУРОВНЕВАЯ СРЕДА КАК ФОРМИРОВАТЕЛЬ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ КОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

Б.В. БАЛАСАНЯН¹, А.Ж. МУРАДЯН²

¹Ереванский государственный медицинский университет, Армения

²Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 25 августа 2011 г.)

Исследовано распространение оптического излучения через газовую среду, состоящую из атомов с дублетной структурой основного уровня. Показано, что при небольшом отклонении амплитуды падающей на среду волны из режима адиабатически медленного изменения оптическая поляризация среды становится периодически модулированной. При этом проходящая волна, помимо фазовой, приобретает и амплитудную модуляцию. В благоприятных условиях модуляция трансформирует входную квазимонохроматическую волну в упорядоченную последовательность коротких импульсов.

1. Введение

Проблема распространения лазерного излучения в резонансных средах, в частности, в когерентно-нестационарном режиме взаимодействия, является одной из многосторонне рассмотренных в линейной и нелинейной оптике [1]. Отклик среды при этом сам становится нестационарным и в общем случае приводит к сложным деформациям огибающей распространяющейся волны, включая разбиение на некую нерегулярную последовательность субимпульсов [2]. Нелинейный режим распространения приводит ко многим ярко выраженным закономерностям, среди них наиболее известными и нашедшими множество применений являются образование ударных волн, самоиндуцированная прозрачность с возможностью формирования π -импульсов и усиление без инверсии населенности. В литературе имеется много книг и обзоров по этим вопросам (см., например, работы [3]).

Другой альтернативой управления откликом резонансных сред является их предварительное приготовление в когерентно-суперпозиционных состояниях [4]. Впечатляющие экспериментальные результаты по замедлению скорости света до нескольких десятков метров в секунду и практическая остановка его распространения в холодных квантовых газах [5] были получены на базе именно этого подхода. Физика этого явления с акцентом на применения в проблемах хранения и передачи квантовой информации была рассмотрена, например, в обзорах [6].

В спектроскопии и в некоторых других областях лазерной физики часто используется регулярная последовательность коротких световых импульсов. Традиционно для этой цели используются модуляторы или прерыватели интенсивности света (внутри- или внерезонаторные). Так как отдельная схема или устройство не перекрывает весь диапазон интересов, поиски новых возможностей ведутся постоянно, привлекая при этом как традиционно-известные когерентные механизмы модуляции оптического отклика среды [7], так и возможности квантово-суперпозиционного приготовления [8].

В настоящей работе предложена новая возможность, простейшая с точки зрения экспериментальной реализации и физической интерпретации. Развитое аналитическое приближение к задаче распространения излучения через газовую среду показывает, что состоящая из трехуровневых атомов среда с близко расположенными нижними энергетическими уровнями расщепляет падающее на нее монохроматическое излучение на регулярную последовательность коротких импульсов, как только в некий короткий промежуток времени амплитуда падающего излучения будет возмущена, нарушая адиабатичность взаимодействия. Частота следования импульсов при этом с высокой точностью равняется частотному расстоянию между нижними энергетическими уровнями, обеспечивая высокую стабильность повторения импульсов. Длительность же отдельного импульса определяется несколькими факторами, в основном концентрацией атомов и расстройкой частоты от перехода на возбужденный энергетический уровень. Последняя предполагается большей однородных и неоднородных уширений оптических переходов, делая возможным прямое обобщение схемы на более сложные структуры, такие как молекулы и полупроводниковые конструкции.

2. Трехуровневый атом в поле квазимонохроматической волны

Среда состоит из трехуровневых атомов с близко расположенными по энергии двумя нижними состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ и возбужденным состоянием $|3\rangle$. Дипольно разрешенными будем считать оптические переходы $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, циклические частоты которых обозначим ω_1 и ω_2 , соответственно. Излучение инициирует переходы на обеих частотах одновременно, имитируя тем самым специфический случай трехуровневого взаимодействия типа Λ . Отметим, что структура нижних энергетических уровней указанного типа имеется, например, у атомов щелочных металлов. Основные уровни у них расщеплены из-за взаимодействия оптического электрона со спином ядра (сверхтонкое расщепление). Расщепления возбужденных уровней незначительны и могут быть не включены в картину взаимодействия (для атома натрия, например, расщепления основного и первого возбужденного состояний составляют 1771.6 МГц и 188.6 Гц, соответственно).

Гамильтониан задачи можно записать в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \hat{d} E(t, z), \quad (1)$$

где $\hat{H}_0$ – гамильтониан свободного атома, $\hat{d}$ – оператор дипольного момента,

$$E(t, z) = E_0(t, z) \exp(i\omega t - ikz) + E_0^*(t, z) \exp(-i\omega t + ikz) \quad (2)$$

суть напряженность электрического поля волны, $E_0(t, z)$ – медленно меняющаяся относительно экспонент амплитуда, ω и $k = \omega/c$ – ее частота и вакуумный волновой вектор, соответственно, а z – координата центра тяжести атома (вдоль линии распространения волны).

Волновую функцию атома удобнее всего искать на базисе свободных состояний:

$$\begin{aligned} \psi(z, t) = & a_1(z, t) |1\rangle \exp(-iE_{a1}t/\hbar) + \\ & + a_2(z, t) |2\rangle \exp(-iE_{a2}t/\hbar) + b(z, t) |3\rangle \exp(-iE_bt/\hbar), \end{aligned} \quad (3)$$

где искомыми являются вероятностные амплитуды $a_1(z, t)$, $a_2(z, t)$, и $b(z, t)$. Подставив (3) в уравнение Шредингера и выполнив стандартные расчеты (см., например, [9]), для атомных амплитуд получаем следующую систему дифференциальных уравнений:

$$i \frac{\partial a_1(z, t)}{\partial t} = - \frac{d_1 E_0(t, z) \exp(-ikz)}{\hbar} \exp(i(\omega - \omega_1)t) b(z, t), \quad (4a)$$

$$i \frac{\partial a_2(z, t)}{\partial t} = - \frac{d_2 E_0(t, z) \exp(-ikz)}{\hbar} \exp(i(\omega - \omega_2)t) b(z, t), \quad (4b)$$

$$\begin{aligned} i \frac{\partial b(z, t)}{\partial t} = & - \frac{d_1^* E_0^*(t, z) \exp(ikz)}{\hbar} \exp(i(\omega_1 - \omega)t) a_1(z, t) - \\ & - \frac{d_2^* E_0^*(t, z) \exp(ikz)}{\hbar} \exp(i(\omega_2 - \omega)t) a_2(z, t). \end{aligned} \quad (4c)$$

Здесь $d_1 = \langle 1 | \hat{d} | 3 \rangle$ и $d_2 = \langle 2 | \hat{d} | 3 \rangle$ – матричные элементы дипольного момента, которые без ущерба общности считаются действительными.

Дальнейшее рассмотрение ограничится большими расстройками резонанса, тем более что именно тогда когерентность поля, передаваясь через взаимодействие атомам, сохраняется в течение всего времени взаимодействия. Тогда уравнение (4c) переходит в алгебраическое соотношение

$$\begin{aligned} b(z, t) = & - \frac{d_1^* E_0^*(t, z) \exp(ikz)}{\hbar(\omega - \omega_1)} \exp(i(\omega_1 - \omega)t) a_1(z, t) - \\ & - \frac{d_2^* E_0^*(t, z) \exp(ikz)}{\hbar(\omega - \omega_2)} \exp(i(\omega_2 - \omega)t) a_2(z, t) \end{aligned} \quad (5)$$

и может быть интерпретировано как представление амплитуды возбужденного состояния через амплитуды основного дублета. Уравнения (4a) и (4b) видоизменяются и составляют замкнутую систему уравнений для амплитуд $a_1(z, t)$ и $a_2(z, t)$:

$$i \frac{\partial a_1(z, \tau)}{\partial \tau} - \frac{d_{11}}{\omega - \omega_1} \xi(z, \tau) \xi^*(z, \tau) a_1(z, \tau) = \frac{d_{12}}{\omega - \omega_2} \xi(z, \tau) \xi^*(z, \tau) e^{-i\tau} a_2(z, \tau), \quad (6a)$$

$$i \frac{\partial a_2(z, \tau)}{\partial \tau} - \frac{d_{22}}{\omega - \omega_2} \xi(z, \tau) \xi^*(z, \tau) a_2(z, \tau) = \frac{d_{21}}{\omega - \omega_1} \xi(z, \tau) \xi^*(z, \tau) e^{i\tau} a_1(z, \tau). \quad (6b)$$

Здесь введены безразмерные время $\tau = (E_{a2} - E_{a1})t/\hbar$, матричные элементы $d_{ij} = (d_1 + d_2)^2 / 4d_i d_j$, $i, j = 1, 2$, а также расстройки резонанса $\omega - \omega_i \equiv \hbar(\omega - \omega_i) / (E_{a2} - E_{a1})$ и безразмерный параметр напряженности электрического поля волны

$$\xi(z, \tau) = 2d_1 d_2 E_0(\tau, z) / ((d_1 + d_2)(E_{a2} - E_{a1})), \quad (7)$$

симметричный относительно дублетных переходов.

Трехуровневая проблема тем самым превратилась в эффективную двухуровневую проблему [10], а выпавшая из системы амплитуда возбужденного состояния определяется “дополнительным” соотношением (5). Двухуровневое приближение предполагает выполнение условия $\xi(z, \tau) / |\omega - \omega_i| = 1$, а именно, что населенность возбужденного состояния остается малой за весь период взаимодействия.

Адиабатические базисные решения. Прежде чем приступить к решению основной задачи, сделаем предварительный шаг, рассмотрев адиабатические решения системы (6a), (6b). Они будут удобны как базисные векторы в схеме искомого взаимодействия.

Параметр напряженности поля (7) в режиме адиабатического следования обозначим через ξ_0 . Так как он по определению не зависит от времени, то адиабатические решения будут иметь экспоненциальную зависимость от времени:

$$a_1^{\text{adiabat}}(\tau) = a_1(\lambda) e^{-i\lambda\tau}, \quad a_2^{\text{adiabat}}(\tau) = a_2(\lambda) e^{-i\lambda\tau + i\tau}. \quad (8)$$

Для параметра λ и соответствующих амплитуд получаются следующие выражения:

$$\lambda_{1,2} = (1/2) \left(1 + \left(d_{11}/(\omega - \omega_1) + d_{22}/(\omega - \omega_2) \right) |\xi_0|^2 \mp \sqrt{\left(1 + \left(\frac{d_{22}}{\omega - \omega_2} - \frac{d_{11}}{\omega - \omega_1} \right) |\xi_0|^2 \right)^2 + 4 \frac{d_{22}}{\omega - \omega_2} \frac{d_{11}}{\omega - \omega_1} |\xi_0|^4} \right), \quad (9)$$

$$a_1(\lambda_{1,2}) = \frac{\left(1 - \lambda_{1,2} + d_{22}/(\omega - \omega_2) |\xi_0|^2 \right)}{\sqrt{\left(1 - \lambda_{1,2} + d_{22}/(\omega - \omega_2) |\xi_0|^2 \right)^2 + \left(d_{21}/(\omega - \omega_1) \right)^2 |\xi_0|^4}} \quad (10)$$

и

$$a_2(\lambda_{1,2}) = -\frac{|\xi_0|^2 d_{21}/(\omega - \omega_1)}{\sqrt{\left(1 - \lambda_{1,2} + |\xi_0|^2 d_{22}/(\omega - \omega_2)\right)^2 + \left(d_{21}/(\omega - \omega_1)\right)^2 |\xi_0|^4}}. \quad (11)$$

Полные адиабатические волновые функции, согласно (3), записываются в виде

$$\psi^{\text{adiabat}}(\lambda = \lambda_{1,2}, t) = \psi^{\text{adiabat}}(\lambda_{1,2}) \exp(-i E_{a1} t/\hbar - i \lambda_{1,2} t), \quad (12)$$

$$\psi^{\text{adiabat}}(\lambda_{1,2}) = a_1(\lambda_{1,2})|1\rangle + a_2(\lambda_{1,2})|2\rangle, \quad (13)$$

и имеют вид стационарных волновых функций.

Учет небольшой неадиабатичности. Теперь вернемся к решению основной задачи и рассмотрим состояния атома в поле излучения (2) общего вида, используя для дублета адиабатический базис (12). Тогда волновая функция вместо (3) запишется в виде

$$\begin{aligned} \psi(z, t) = & \alpha_1(\tau) \psi^{\text{adiabat}}(\lambda_1) e^{-i E_{a1} t/\hbar - i \lambda_1 \tau} + \\ & + \alpha_2(\tau) \psi^{\text{adiabat}}(\lambda_2) e^{-i E_{a1} t/\hbar - i \lambda_2 \tau} + \beta(\tau) |3\rangle e^{-i E_b t/\hbar} \end{aligned} \quad (14)$$

с новыми искомыми амплитудами $\alpha_1(\tau)$, $\alpha_2(\tau)$ и $\beta(\tau)$. После стандартных вычислений в рамках принятых приближений для амплитуд адиабатического базиса получаем уравнения

$$\begin{aligned} i \frac{d\alpha_1(\tau)}{d\tau} - (a_2(\lambda_1)^2 - \lambda_1) \alpha_1(\tau) = & (a_2(\lambda_1) a_2(\lambda_2) + 1/(\omega - \omega_0) \times \\ & \times (\sqrt{d_{22}} a_1(\lambda_2) + \sqrt{d_{11}} a_2(\lambda_2)) (\sqrt{d_{22}} a_1(\lambda_1) + \sqrt{d_{11}} a_2(\lambda_1)) \zeta(z, \tau)) \times \\ & \times e^{-i(\lambda_2 - \lambda_1)\tau} \alpha_2(z, \tau), \end{aligned} \quad (15a)$$

$$\begin{aligned} i \frac{d\alpha_2(\tau)}{d\tau} - (a_2(\lambda_2)^2 - \lambda_2) \alpha_2(\tau) = & (a_2(\lambda_1) a_2(\lambda_2) + 1/(\omega - \omega_0) \times \\ & \times (\sqrt{d_{22}} a_1(\lambda_2) + \sqrt{d_{11}} a_2(\lambda_2)) (\sqrt{d_{22}} a_1(\lambda_1) + \sqrt{d_{11}} a_2(\lambda_1)) \zeta(z, \tau)) \times \\ & \times e^{i(\lambda_2 - \lambda_1)\tau} \alpha_1(z, \tau), \end{aligned} \quad (15b)$$

где безразмерная интенсивность поля $\zeta(z, \tau) = \xi^*(z, \tau) \xi(z, \tau)$ выражена через безразмерную напряженность $\xi(z, \tau) = 2d_1 d_2 E_0(z, t)/(d_1 + d_2)(E_{a2} - E_{a1})$. Амплитуда $\beta(\tau)$ выражается через решения $\alpha_1(\tau)$ и $\alpha_2(\tau)$ соотношением

$$\begin{aligned} \beta(\tau) = & -\frac{d_1 + d_2}{2(\omega - \omega_0)} \left(\left(\frac{a_1(\lambda_1)}{d_2} + \frac{a_2(\lambda_1)}{d_1} \right) \alpha_1(\tau) \exp(-i \lambda_1 \tau) + \right. \\ & \left. + \left(\frac{a_1(\lambda_2)}{d_2} + \frac{a_2(\lambda_2)}{d_1} \right) \exp(-i \lambda_2 \tau) \alpha_2(\tau) \right) \xi^*(z, \tau) e^{-i(\omega - \omega_1)t + i k z}. \end{aligned} \quad (16)$$

Уравнения (15a,b) не имеют точных аналитических решений и дальнейшее рассмотрение проблемы мы проведем приближенно. При этом основным предположением будет небольшое отклонение от адиабатического режима взаимодействия в каждый момент времени. Это означает, что спектральная

ширина поля предполагается порядка или меньше спектрального расстояния $\Delta = (E_{a2} - E_{a1})/\hbar$ между нижним дублетом энергетических уровней.

Атомы, как обычно, до взаимодействия с излучением находятся в термодинамически равновесном состоянии: часть атомов населяет по Больцману нижний энергетический уровень $|1\rangle$, а остальная часть – более высокий уровень $|2\rangle$. Для получения относительно простой картины эволюции считаем, что на начальном этапе взаимодействия (условно назовем промежуток $t < 0$) условие адиабатичности хорошо соблюдается и потому базис $\{|1\rangle, |2\rangle\}$ свободного атома переходит в адиабатический базис $\{\psi^{\text{adiabat}}(\lambda_1), \psi^{\text{adiabat}}(\lambda_2)\}$. Согласно адиабатической теореме Эренфеста, при этом населенность каждого энергетического уровня свободного атома переходит в населенность соответствующего адиабатического состояния. Отклонение же из адиабатического режима происходит на втором этапе взаимодействия $t > 0$, т.е. на фоне уже установленных адиабатических состояний. Это накладывает на эволюционные уравнения (15a) и (15b) начальные условия (при $t=0$) вида i) $\alpha_1(0)=1, \alpha_2(0)=0$ для атомов, исходящих из состояния $\psi^{\text{adiabat}}(\lambda_1)$, и ii) $\alpha_1(0)=0, \alpha_2(0)=1$ для атомов, исходящих из состояния $\psi^{\text{adiabat}}(\lambda_2)$.

Тогда искомые амплитуды имеют вид

$$\alpha_1(1; \tau) \approx 1, \quad \alpha_2(1; \tau) = - \left(\frac{R}{r_1} + i Q e^{-i r_1 \tau} \int_{-\infty}^{\tau} e^{i r_1 \tau'} \zeta(z, \tau') d\tau' \right) e^{i(\lambda_2 - \lambda_1)\tau} \quad (17a)$$

для атомов типа i) и вид

$$\alpha_2(2; \tau) \approx 1, \quad \alpha_1(2; \tau) = - \left(\frac{R}{r_2} + i Q e^{-i r_2 \tau} \int_{-\infty}^{\tau} e^{i r_2 \tau'} \zeta(z, \tau') d\tau' \right) e^{-i(\lambda_2 - \lambda_1)\tau} \quad (17b)$$

для атомов типа ii). Здесь введены обозначения

$$Q = \frac{1}{\omega - \omega_0} \left(\sqrt{d_{22}} a_1(\lambda_1) + \sqrt{d_{11}} a_2(\lambda_1) \right) \left(\sqrt{d_{22}} a_1(\lambda_2) + \sqrt{d_{11}} a_2(\lambda_2) \right),$$

$$R = a_2(\lambda_2) a_2(\lambda_1), \quad r_1 = a_2(\lambda_2)^2 - \lambda_1, \quad r_2 = a_2(\lambda_1)^2 - \lambda_2.$$

Добавим также, что использованный подход предполагает выполнение условий $|\alpha_1(2; \tau)|^2 \ll 1$ и $|\alpha_2(1; \tau)|^2 \ll 1$.

3. Периодическая самомодуляция интенсивности волны

Распространение волны через газовую среду определяется волновым уравнением

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E(t, z) = \frac{4\pi N}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\psi(z, t), \hat{d} \psi(z, t) \right),$$

где N – концентрация атомов, а скобки с правой стороны означают квантовомеханическое усреднение по волновым функциям (14), объединенное с термодинамическим распределением по типам атомов i) и ii):

$$\begin{aligned} \left(\psi(z, t), \hat{d} \psi(z, t) \right) &= \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{E_{a2} - E_{a1}}{k_B T}\right)} \left(\psi(1; z, t), \hat{d} \psi(1; z, t) \right) + \\ &+ \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{a2} - E_{a1}}{k_B T}\right)} \left(\psi(2; z, t), \hat{d} \psi(2; z, t) \right) \end{aligned}$$

(обозначения очевидны). Подставляя выражения $\psi(1; z, t)$, $\psi(2; z, t)$ согласно (14) и (17a), (17b), соответственно, для (безразмерной) интенсивности $\zeta(z, \tau)$ в приближении медленно меняющихся амплитуд [11] получаем следующее укороченное уравнение распространения:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \zeta(\eta, \tau) &= \frac{16\pi N}{\omega - \omega_0} \frac{(\lambda_2 - \lambda_1)L}{E_{a2} - E_{a1}} (d_1 a_1(\lambda_2) + d_2 a_2(\lambda_2)) \times \\ &\times (d_1 a_1(\lambda_1) + d_2 a_2(\lambda_1)) \left\{ \frac{-1}{1 + \exp(-(E_{a2} - E_{a1})/k_B T)} \int_0^\tau \cos(r_1(\tau - x)) \zeta(\eta, x) dx + \right. \\ &\left. + \frac{1}{1 + \exp((E_{a2} - E_{a1})/k_B T)} \int_0^\tau \cos(r_2(\tau - x)) \zeta(\eta, x) dx \right\} \zeta(\eta, \tau), \end{aligned} \quad (18)$$

где помимо безразмерного времени τ введена и безразмерная координата $\eta = z/L$, нормированная на длину распространения $L = c \hbar / (E_{a2} - E_{a1})$ за обратное к частотному расстоянию $(E_{a2} - E_{a1})/\hbar$ время. В случае атомов натрия она составляет примерно 17 см.

Уравнение (18) можно несколько упростить, рассмотрев относительно высокие температуры $k_B T \gg E_{a2} - E_{a1}$ и относительно небольшие абсолютные интенсивности поля $\zeta(\eta, \tau) < 1$, когда $r_1 \approx -r_2 \approx 1$. После их учета уравнение (18) переходит в более простое

$$\left(\frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \zeta(\eta, \tau) = G \int_0^\tau \cos(r_1(\tau - x)) \zeta(\eta, x) dx \zeta(\eta, \tau), \quad (19)$$

где $G \equiv -\frac{16\pi N}{k_B T} \frac{(\lambda_2 - \lambda_1)Q}{\omega - \omega_0} (d_1 a_1(\lambda_2) + d_2 a_2(\lambda_2))(d_1 a_1(\lambda_1) + d_2 a_2(\lambda_1))$.

Для нелинейного интегро-дифференциального уравнения (19) мы исходим из сделанного предположения о малости отклонений от адиабатического режима. Тем более что оно оказывается достаточным для показа квазипериоди-

ческого характера решений и оценки возможностей метода с точки зрения экспериментального наблюдения.

Приближение исходит из того, что при строгом соблюдении адиабатичности взаимодействия мы с правой стороны уравнения (19) имели бы нуль. Значит, в режиме небольших отклонений от адиабатичности мы вправе применить метод последовательных приближений и ограничиться первым приближением. К тому же, для увеличения точности метода мы приближение к $\zeta(\eta, x)$ применяем только под знаком интеграла, взяв ее равной входному значению $\zeta_0 = |\xi_0|^2$. Тогда уравнение (19) линеаризуется,

$$(\partial/\partial\eta + \partial/\partial\tau)\zeta(\eta, \tau) = G\zeta(0) \sin(\tau) \times \zeta(\eta, \tau),$$

и дает следующее приближенное решение рассматриваемой проблемы:

$$\zeta(\eta, \tau) = \zeta(0) \exp\left[G\zeta(0) (\cos(\tau - \eta) - \cos(\tau))\right], \quad \tau - \eta > 0. \quad (20)$$

Оно явным образом показывает периодический характер амплитудной модуляции, которая и при глубоких модуляциях из падающего на границу среды квазимонохроматического излучения образует последовательность коротких импульсов. Примечательно, что пространственно-временные периоды модуляции определяются исключительно расстоянием между дублетом энергетических уровней и потому обладают высокой стабильностью. Глубина модуляции определяется произведением $G\zeta(0)$ и может быть варьирована в широких пределах за счет изменения плотности атомов N , расстройки резонанса $\omega - \omega_0$ и входной интенсивности $\zeta(0)$.

Длительность отдельного импульса Δt определяется как удвоенное того времени, за которое интенсивность от максимального значения падает в два раза. В пределе коротких импульсов нетрудно получить $\Delta t = \sqrt{\ln 2 / G\zeta(0)}$ и, соответственно,

$$\Delta t = \left(\sqrt{\ln 2} / \sqrt{G\zeta(0)}\right) \left[h / (E_{a2} - E_{a1})\right]. \quad (21)$$

4. Заключение

Полученные формулы (20) и (21) хотя и имеют сильно упрощенный характер, тем не менее, выявляют основные закономерности образования последовательности коротких импульсов путем кратковременного отхода от адиабатически-медленного изменения огибающей падающей на границу среды волны. Они указывают на высокую стабильность пространственно-временного повторения импульсов и на простую зависимость их длительности от параметров системы, таких как плотность среды N и расстройка резонанса $\omega - \omega_0$.

Простые оценки показывают, что экспериментально достижимые значения длительности Δt легко попадают в субпикосекундную и даже в фемтосекундную области. Хотя применение развитого аналитического приближения неправомерно для столь быстрых изменений, оно все же указывает на хороший

потенциал предложенного нами механизма в конкуренции внерезонаторных методов генерации коротких импульсов.

Авторы выражают благодарность Г.А. Мурадян и М.А. Оганисян за обсуждения на всех этапах выполнения работы. Работа в основном выполнена в рамках “Лаборатории исследования и моделирования квантовых явлений” Государственного комитета науки Армении.

ЛИТЕРАТУРА

1. **G.He, S.H.Liu.** Physics of nonlinear optics. Singapore, World Scientific, 2003; **R.W.Boyd.** Nonlinear optics. London, Academic Press, 2008.
2. **S.L.McCall, E.L.Hahn.** Phys. Rev., **183**, 457 (1969); **G.L.Lamb, Jr.,** Phys. Rev. Lett., **31**, 196 (1973); **L.Allen, J.H.Eberly.** Optical resonance and two-level atoms. New York, Dover, 1987.
3. **A.I.Maimistov, A.M.Basharov.** Nonlinear optical waves. Dordrecht, Kluwer, 1999; **S.Alam.** Lasers without inversion and electromagnetically induced transparency. Washington, SPIE, 1999; **S.L.McCall, E.L.Hahn.** Phys. Rev. Lett., **18**, 908 (1967); **O.A.Kocharovskaya, Y.I.Khanin.** JETP Lett., **48**, 630 (1988); **M.Fleischauer, A.Imamoglu, J.P.Marangos.** Rev. Mod. Phys., **77**, 633 (2005).
4. **A.Javan.** Phys. Rev., **107**, 1579 (1957); **J.E.Field, K.H.Hahn, S.E.Harris.** Phys. Rev. A, **67**, 3062 (1991).
5. **L.V.Hau, S.E.Harris, Z.Dutton, C.H.Behroozi.** Nature, **397**, 594 (1999); **D.F.Phillips, A.Fleischauer, A.Mair, R.L.Walworth, M.D.Lukin.** Phys. Rev. Lett., **86**, 783 (2001); **M.S.Bigelow, N.N.Lepeshkin, R.W.Boyd.** Phys. Rev. Lett., **90**, 113903 (2005).
6. **E.Knill, R.Laflamme, G.J.Milburn.** Nature, **409**, 46 (2001); **L.-M.Duan, J.I.Cirac, P.Zoller.** Science, **292**, 1695 (2001); **H.Kimble.** Nature, **453**, 1023 (2008).
7. **S.E.Harris, A.V.Sokolov.** Phys. Rev. A, **55**, R4019 (1997); **A.V.Sokolov, D.D.Yavuz, S.E.Harris.** Opt. Lett., **24**, 557 (1999).
8. **G.Muradyan, A.Zh.Muradyan.** J. Mod. Opt., **55**, 3579 (2008); Phys. Rev. A, **80**, 305801 (2009); **G.Muradyan, M.Hovhannisyan.** Appl. Phys. B, **103**, 649 (2011).
9. **N.B.Delone, V.P.Krainov.** Atoms in strong light fields. Berlin, New York, Springer-Verlag, 1985; **C.Cohen-Tannoudji, J.Dupont-Roc, G.Grynberg.** Atom-photon interactions: Basic processes and applications. New York, Wiley, 1992.
10. **М.Л.Тер-Микаелян.** УФН, **167**, 1249 (1997) (M.L. Ter-Mikhaelyan, Phys. Usp., **40**, 1195 (1997)).
11. **W.Demtröder.** Laser spectroscopy: Basic concepts and instrumentations. Berlin, Springer, 1996.

THREE-LEVEL MEDIUM AS A FORMER OF A SERIES OF SHORT LIGHT PULSES

B.V. BALASANYAN, A.Zh. MURADYAN

Propagation of optical radiation through the gas medium consisting of atoms with a doublet structure of the ground energy level is studied. It is shown that a slight deviation of the incident wave from the regime of adiabatically slow variation results in a periodic modulation of the medium polarization. Herewith, the transmitting wave along with the phase modulation acquires also an amplitude modulation. Under favorable conditions the modulation transforms the incident quasi-monochromatic wave into a series of short pulses.