Письма в ЖЭТФ, том 95, вып. 9, с. 504 – 508 © 2012 г. 10 мая

Генерация пилотного фазового импульса при распространении медленных эллиптически поляризованных импульсов в среде с когерентным пленением населенностей

М. Ю. Басалаев[+*1)], *Д. В. Бражников*[*×], *А. С. Зибров*[*], *А. В. Тайченачев*[*×], *А. М. Тумайкин*[×], *В. И. Юдин*[+*× 1)]

[+]*Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск, Россия*

[*]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[×]*Институт лазерной физики СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 21 марта 2012 г.

На основе формализма матрицы плотности и укороченного уравнения Максвелла исследуется распространение эллиптически поляризованных импульсов света в условиях когерентного пленения населенностей в среде двухуровневых атомов с вырожденными энергетическими уровнями. Показано, что импульсы эллиптичности и угла ориентации эллипса поляризации перемещаются с замедлением. Для групповой скорости получено аналитическое выражение для произвольных "темных" переходов типа $J \to J$ (J – целое). Кроме того, обнаружен ранее не исследованный эффект вынужденной фазовой модуляции при вариации пространственной ориентации эллипса поляризации. Эта модуляция фазы включает в себя пилотный импульс, проходящий через среду со скоростью света в вакууме, и медленный импульс, движущийся синхронно с импульсом угла ориентации.

1. Исследования по проблеме распространения оптических импульсов в различных средах занимают обширную нишу в современной фундаментальной и прикладной физике [1–3]. Особое внимание привлекают резонансные среды с сильной дисперсией в режиме электромагнитно-индуцированной прозрачности, поскольку в таких средах достигаются предельно малые скорости распространения импульсов света (гигантское замедление) при незначительном поглощении [4, 5]. Теоретические и экспериментальные работы по теме "медленного" света интенсивно ведутся во многих известных лабораториях и научных центрах. Интерес к этой области обусловлен прежде всего многообещающими перспективами в плане реализации оптических устройств передачи, обработки и хранения информации (в том числе квантовой), отличающихся от аналогичных электронных устройств существенно большим быстродействием, высокой помехоустойчивостью и сохранением конфиденциальности передаваемой информации [6–11].

Стоит отметить, что явления, связанные с прохождением света через вещество, очень многообразны. Широкий диапазон возможных вариаций параметров излучения и разнообразие сред приводят к огромному числу физических задач. Поэтому при решении конкретной задачи на первоначальном этапе разумно ограничиться достаточно грубой физической моделью, которая по мере развития заметно усложняется и включает в себя всё новые эффекты. Так, в оптике широкое распространение получили скалярная модель поля и модель невырожденных энергетических уровней для среды. Хотя такое приближение для ряда задач является вполне адекватным и качественно согласуется с экспериментом, оно тем не менее носит ограниченный характер. Реальное же поле имеет векторную природу, а энергетические уровни реальных атомов вырождены по проекции углового момента. Следовательно, поляризационный аспект взаимодействия атомов с полем может играть ключевую роль при описании некоторых явлений и процессов. Вместе с тем это направление исследований недостаточно развито и в подавляющем большинстве работ, связанных с распространением света, рассматривается только амплитудная модуляция волн в рамках скалярной модели. Однако поляризация (в общем случае эллиптическая) и ее пространственная ориентация являются равноправными степенями свободы наравне с амплитудой и фазой. Поэтому учет поляризационного аспекта может привести к обнаружению качественно новых эффектов. В особенности это касается нелинейных режимов взаимодействия атомов с полем, что уже неоднократно было продемонстрировано нами для ряда спектроскопических задач [12, 13].

В настоящей статье исследуется распространение поляризационных импульсов через ансамбль резонансных двухуровневых атомов в условиях когерентного пленения населенностей (КПН). Когерент-

1)e-mail: mbasalaev@gmail.com; viyudin@mail.ru

ное пленение населенностей является одним из нелинейных интерференционных эффектов. Его суть заключается в том, что при определенных условиях атомы накапливаются в особом когерентном состоянии, которое не взаимодействует с резонансным полем (так называемое темное состояние) [14, 15]. Используя формализм матрицы плотности и уравнения Максвелла, мы получили аналитическое выражение для групповой скорости поляризационных импульсов для всех "темных" переходов типа $J \to J$ (J – целое). Было обнаружено, что при вращении эллипса поляризации световой волны в фазе индуцируются два импульса, один из которых движется со скоростью света, а другой – с замедлением. Этот интересный нелинейный эффект наблюдается только в эллиптически поляризованном поле и исчезает при переходе к линейной или циркулярной поляризации.

2. Рассмотрим распространение плоской резонансной электромагнитной волны через ансамбль двухуровневых атомов с произвольным оптическим переходом $J_g \to J_e$, где J_g и J_e – полные угловые моменты основного и возбужденного состояний атома, вырожденных по проекции углового момента $\mu_j = -J_j, \dots, J_j$ $(j = g, e)$. Схема светоиндуцированных переходов при выборе оси квантования вдоль волнового вектора $\mathbf{k}$ показана на рис. 1.

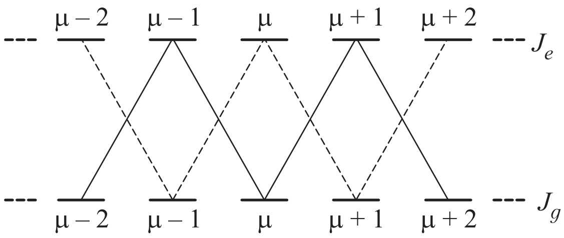

Рис. 1. Схема светоиндуцированных переходов

Выделим в векторе напряженности электрического поля $\mathbf{E}$ и векторе поляризации среды $\mathbf{P}$ быстрые пространственно-временные осцилляции:

$$\mathbf{E} = \tilde{\mathbf{E}}(t,z)e^{-i(\omega t - kz)} + \text{к.с.},\qquad \mathbf{P} = \tilde{\mathbf{P}}(t,z)e^{-i(\omega t - kz)} + \text{к.с.}, \tag{1}$$

где $\tilde{\mathbf{E}}(t,z)$ и $\tilde{\mathbf{P}}(t,z)$ – медленно меняющиеся амплитуды, $k = \omega/c$ – волновое число, ω – частота электромагнитной волны, c – скорость света в вакууме.

Медленная амплитуда $\tilde{\mathbf{E}}$ удовлетворяет укороченному уравнению Максвелла:

$$(\partial_z + c^{-1}\partial_t)\tilde{\mathbf{E}}(t,z) = 2i\pi k \tilde{\mathbf{P}}(t,z), \tag{2}$$

где под символом $\partial_\xi \equiv \partial/\partial\xi$ $(\xi = t, z)$ надо понимать частную производную по соответствующей переменной. Состояние атомов, взаимодействующих с электромагнитным полем, в электродипольном приближении описывается квантовым кинетическим уравнением на одноатомную матрицу плотности $\hat\rho$:

$$\partial_t\hat\rho + \hat\Gamma\{\hat\rho\} = -i\hbar^{-1}[\hat H_0, \hat\rho] - i\hbar^{-1}[-(\hat{\mathbf{d}}\,\mathbf{E}), \hat\rho],\qquad \mathrm{Tr}[\hat\rho] = 1, \tag{3}$$

где $\hat H_0$ – гамильтониан невозмущенного атома, $\hat{\mathbf{d}}$ – векторный оператор дипольного момента, $\hat\Gamma\{\hat\rho\}$ – оператор, описывающий релаксационные процессы (спонтанные, столкновительные и т.д.).

Разобьем матрицу плотности $\hat\rho$ на блоки:

$$\hat\rho = \hat\rho_{gg} + \hat\rho_{ee} + \hat\rho_{eg} + \hat\rho_{ge}, \tag{4}$$

которые в базисе зеемановских состояний $|J,\mu\rangle$ имеют вид

$$\hat\rho_{ab} = \sum_{\mu_a,\mu_b} \rho^{a\,b}_{\mu_a,\mu_b} \left|J_a,\mu_a\right\rangle \left\langle J_b,\mu_b\right|, \quad (a,b) = (e,g), \tag{5}$$

где $\rho^{a\,b}_{\mu_a,\mu_b}$ – матричные элементы. Диагональные матричные блоки $\hat\rho_{gg}$ и $\hat\rho_{ee}$ описывают населенности и низкочастотные (зеемановские) когерентности, а недиагональные матричные блоки $\hat\rho_{eg}$ и $\hat\rho_{ge}$ соответствуют оптическим когерентностям. Выделяя в оптических когерентностях быстрые пространственно-временные осцилляции на частоте поля:

$$\hat\rho_{eg} = \exp\left(-i\omega t + ik\,z\right)\hat{\tilde\rho}_{eg},\qquad \hat\rho_{ge} = \exp\left(i\omega t - ik\,z\right)\hat{\tilde\rho}_{ge}, \tag{6}$$

и принимая во внимание только спонтанную релаксацию верхнего уровня J_e, из (3) в резонансном приближении получаем следующую систему уравнений:

$$(\partial_t + \gamma/2 - i\delta)\hat{\tilde\rho}_{eg} = i\hbar^{-1}(\hat V\hat\rho_{gg} - \hat\rho_{ee}\hat V), \tag{7}$$

$$(\partial_t + \gamma/2 + i\delta)\hat{\tilde\rho}_{ge} = i\hbar^{-1}(\hat V^\dagger\hat\rho_{ee} - \hat\rho_{gg}\hat V^\dagger), \tag{8}$$

$$(\partial_t + \gamma)\hat\rho_{ee} = i\hbar^{-1}(\hat V\hat{\tilde\rho}_{ge} - \hat{\tilde\rho}_{eg}\hat V^\dagger), \tag{9}$$

$$\partial_t\hat\rho_{gg} - \gamma\textstyle\sum_{q=0,\pm1}\hat D_q^\dagger\hat\rho_{ee}\hat D_q = i\hbar^{-1}(\hat V^\dagger\hat{\tilde\rho}_{eg} - \hat{\tilde\rho}_{ge}\hat V), \tag{10}$$

$$\mathrm{Tr}\left[\hat\rho_{ee}\right] + \mathrm{Tr}\left[\hat\rho_{gg}\right] = 1. \tag{11}$$

Здесь

$$\hat V = \hat{\mathbf{d}}_{eg}\tilde{\mathbf{E}},\quad (\hat{\mathbf{d}}_{eg})_q = \langle J_e|\,|\hat d|\,|J_g\rangle\,\hat D_q,\qquad \hat D_q = \sum_{\mu_g,\mu_e} |J_e,\mu_e\rangle\, C^{J_e\mu_e}_{J_g\mu_g 1q}\,\langle J_g,\mu_g|, \tag{12}$$

где $\langle J_e|\,|\hat d|\,|J_g\rangle$ – приведенный матричный элемент оператора дипольного момента, $C^{J_e\mu_e}_{J_g\mu_g 1q}$ – коэффициенты Клебша-Гордана, $\delta = \omega - \omega_{eg}$ – отстройка частоты поля от частоты перехода.

Решение системы уравнений (7)–(11) ищем по теории возмущений в виде ряда по временным производным от медленной огибающей поля:

$$\hat{\tilde{\rho}} = \hat{\tilde{\rho}}^{(0)} + \hat{\tilde{\rho}}^{(1)} + \hat{\tilde{\rho}}^{(2)} + \ldots, \tag{13}$$

т.е. оператор $\partial/\partial t$ представляет собой малость, по которой ведется разложение. Такое разложение будет справедливым при условии малого изменения поля за время установления стационарного состояния (адиабатическое приближение отклика среды).

Из определения вектора поляризации среды $\mathbf{P}$ как среднего дипольного момента единицы объема имеем выражение для медленно меняющейся амплитуды $\tilde{\mathbf{P}}$:

$$\tilde{\mathbf{P}}(t,z) = N_a \mathrm{Tr}[\hat{\mathbf{d}}_{ge}\, \hat{\tilde{\rho}}_{eg}], \tag{14}$$

где N_a – концентрация атомов. Тогда из (13) и (14) получаем следующее разложение:

$$\tilde{\mathbf{P}}(t,z) = \tilde{\mathbf{P}}^{(0)} + \tilde{\mathbf{P}}^{(1)} + \tilde{\mathbf{P}}^{(2)} + \ldots. \tag{15}$$

Первое слагаемое, $\tilde{\mathbf{P}}^{(0)}$, не содержит производных от амплитуды поля, зависит от $\tilde{\mathbf{E}}$ (в общем случае нелинейно) и соответствует стационарному решению для монохроматической волны. Вектор $\tilde{\mathbf{P}}^{(1)}$ пропорционален первой производной, $\partial\tilde{\mathbf{E}}/\partial t$, учитывает дисперсию среды и определяет скорость распространения медленной огибающей поля. Вектор $\tilde{\mathbf{P}}^{(2)}$ пропорционален второй производной, $\partial^2\tilde{\mathbf{E}}/\partial t^2$, отвечает за дисперсию групповой скорости и искажение формы импульса. Остальные члены ряда описывают дисперсию высших порядков. В данной работе мы ограничились первыми двумя слагаемыми, $\tilde{\mathbf{P}}^{(0)}$ и $\tilde{\mathbf{P}}^{(1)}$, разложения (15).

3. Рассмотрим теперь частный случай переходов типа $J_g = J \to J_e = J$ (J – целое), для которых, согласно [16], в монохроматическом эллиптически поляризованном поле существует только одно темное состояние. Следуя [17], введем базис собственных функций операторов $\hat{V}^\dagger\hat{V}$ и $\hat{V}\hat{V}^\dagger$:

$$\begin{aligned} \hat{V}^\dagger\hat{V}|\psi_i^{(g)}\rangle &= |\lambda_i|^2|\psi_i^{(g)}\rangle, \\ \hat{V}\hat{V}^\dagger|\psi_j^{(e)}\rangle &= |\lambda_j|^2|\psi_j^{(e)}\rangle. \end{aligned} \tag{16}$$

Состояния $|\psi_i^{(g)}\rangle$ и $|\psi_j^{(e)}\rangle$ образуют так называемый естественный базис основного и возбужденного уровней соответственно. В этом базисе оператор взаимодействия $\hat{V}$ имеет диагональный вид:

$$\hat{V} = \sum_j \lambda_j |\psi_j^{(e)}\rangle\langle\psi_j^{(g)}|. \tag{17}$$

Темному состоянию $|\psi_0^{(g)}\rangle$ соответствует $\lambda_0 = 0$:

$$\hat{V}|\psi_0^{(g)}\rangle = 0. \tag{18}$$

Дифференцируя (18) по времени, получаем соотношение

$$\hat{V}|\partial_t\psi_0^{(g)}\rangle = -(\partial_t\hat{V})|\psi_0^{(g)}\rangle. \tag{19}$$

Нулевое приближение $\hat{\tilde{\rho}}^{(0)}$ в разложении (13) определяется только темным состоянием $|\psi_0^{(g)}\rangle$:

$$\hat{\rho}_{gg}^{(0)} = |\psi_0^{(g)}\rangle\langle\psi_0^{(g)}|, \quad \hat{\rho}_{ee}^{(0)} = 0, \quad \hat{\tilde{\rho}}_{eg\,(ge)}^{(0)} = 0. \tag{20}$$

Используя представление матрицы плотности в естественном базисе (16), из системы уравнений (7)–(11) с учетом нулевого приближения (20) и формул (18), (19) можно получить, что $\rho_{ee}^{(1)} = 0$, а $\hat{\tilde{\rho}}_{eg}^{(1)}$ есть

$$\hat{\tilde{\rho}}_{eg}^{(1)} = i\hbar\sum_{k\neq 0}|\lambda_k|^{-2}|\psi_k^{(e)}\rangle\langle\psi_k^{(e)}|(\partial_t\hat{V})|\psi_0^{(g)}\rangle\langle\psi_0^{(g)}|, \tag{21}$$

т.е. отличными от нуля в первом порядке будут только те элементы оптических когерентностей, которые "зацепляются" за темное состояние. При этом вектор поляризации среды можно представить в виде

$$\tilde{\mathbf{P}}(t,z) = i\hbar N_a \hat{M}\,\partial_t\tilde{\mathbf{E}}, \tag{22}$$

где элементы эрмитовой матрицы $\hat{M}$ определяются как

$$M_q^{q'} = \sum_{k\neq 0}|\lambda_k|^{-2}\langle\psi_0^{(g)}|(\hat{d}_{eg}^{1q})^\dagger|\psi_k^{(e)}\rangle\langle\psi_k^{(e)}|\hat{d}_{eg}^{1q'}|\psi_0^{(g)}\rangle. \tag{23}$$

4. Выделим в медленно меняющейся огибающей электрического поля (1) вещественную амплитуду A, фазу α и единичный комплексный вектор поляризации $\mathbf{e}$:

$$\tilde{\mathbf{E}} = Ae^{i\alpha}\,\mathbf{e}, \quad \mathbf{e} = \sum_q e^q\mathbf{e}_q, \tag{24}$$

где e^μ – контравариантные компоненты вектора $\mathbf{e}$. В циклическом базисе $\{\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_z, \mathbf{e}_{\pm1} = \mp(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}\}$ вектор $\mathbf{e}$ имеет вид

$$\mathbf{e} = -\cos(\varepsilon - \pi/4)e^{-i\phi}\mathbf{e}_{+1} - \sin(\varepsilon - \pi/4)e^{i\phi}\mathbf{e}_{-1}, \tag{25}$$

где ε – угол эллиптичности, ϕ – угол ориентации эллипса поляризации света в пространстве, как это показано на рис. 2. Таким образом, набор параметров $\{A, \alpha, \varepsilon, \phi\}$ полностью описывает состояние поля, имеет прозрачный физический смысл и представляет собой естественную параметризацию вектора напряженности электрического поля. Каждый из этих параметров является в общем случае независимой функцией времени t и координаты z.

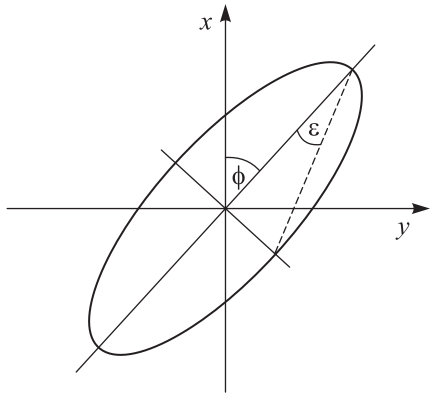

Рис. 2. Параметризация (25) вектора поляризации $\mathbf{e}$

Можно показать, что векторы $\mathbf{e}$ и $\mathbf{e}_\perp = \partial\mathbf{e}/\partial\varepsilon$ будут собственными для матрицы $\hat{M}$ с собственными значениями $m = 0$ и $m_\perp$ соответственно. Используя явный инвариантный вид темных состояний [18], для $m_\perp$ находим выражение

$$\begin{gathered} m_\perp = A^{-2}\sum_\mu \frac{(J-\mu)!}{(J+\mu)!}\left[P_J^\mu(0)\right]^2(\partial_\varepsilon\Psi_{J\mu})^2, \\ \Psi_{J\mu} = [\tan(\pi/4-\varepsilon)]^{\mu/2}\{P_J[\cos^{-1}(2\varepsilon)]\}^{-1/2}, \end{gathered} \quad (26)$$

где P_J и P_J^μ – полиномы Лежандра. Тогда из (22) и (24) следует, что вектор поляризации среды имеет вид

$$\tilde{\mathbf{P}}(t,z) = i\hbar N_a A\, e^{i\alpha} m_\perp[\partial_t\varepsilon - i\cos(2\varepsilon)\,\partial_t\phi]\mathbf{e}_\perp. \quad (27)$$

Подставив последнее выражение в укороченное уравнение Максвелла (2), после ряда математических преобразований получаем полную систему уравнений, описывающую пространственно-временную эволюцию всех вещественных параметров поля:

$$(\partial_z + c^{-1}\partial_t)A = 0, \quad (28)$$

$$[\partial_z + c^{-1}(1+s)\partial_t]\varepsilon = 0, \quad (29)$$

$$[\partial_z + c^{-1}(1+s)\partial_t]\phi = 0, \quad (30)$$

$$(\partial_z + c^{-1}\partial_t)\alpha - \sin(2\varepsilon)(\partial_z + c^{-1}\partial_t)\phi = 0. \quad (31)$$

Здесь параметр

$$s = 2\pi N_a\hbar\omega\, m_\perp \quad (32)$$

представляет собой коэффициент, определяющий замедление импульсов, который зависит от амплитуды поля A и эллиптичности ε и не зависит от угла ϕ и фазы α.

Система уравнений (28)–(31) дает ясное физическое представление о динамике изменения параметров поля. В общем случае имеется четыре типа волн: амплитуды A, эллиптичности ε, угла ориентации эллипса поляризации ϕ и фазы α. Из первого уравнения видно, что модуляция амплитуды движется со скоростью света. Она не вызывает интереса. Более примечательными являются второе и третье уравнения, из которых следует, что импульсы эллиптичности, $\varepsilon(t,z)$, и угла $\phi(t,z)$, распространяются с замедлением. При этом, в отличие от волны эллиптичности, дифференциальное уравнение на ϕ линейно. Следовательно, если амплитуда и эллиптичность стационарны, то импульс угла распространяется без искажений с групповой скоростью $v_g = c/(1+s)$, т.е. $\phi = \phi\,(t - z/v_g)$. Временную задержку в этом случае можно легко перестраивать в широких пределах, варьируя эллиптичность или амплитуду. Для некоторых приложений может оказаться более удобным модулировать именно угол ориентации эллипса ("покачивать" оси эллипса), а не эллиптичность. Если при этом поставить поляризатор на выходе из ячейки, то модуляция угла преобразуется в модуляцию интенсивности.

Отметим, что близкая по постановке поляризационная задача решалась в работе [19]. В ней получены уравнения, описывающие эволюцию поля в терминах параметра поляризации q и интенсивности. Также в рамках формализма амплитуд состояний численно найдены факторы замедления s для некоторых "темных" переходов. Величина q из [19] в выбранной нами параметризации имеет вид

$$q = e^{+1}/e^{-1} = -\tan(\varepsilon + \pi/4)\, e^{-i\,2\phi}, \quad (33)$$

т.е. комплексный параметр q зависит от двух вещественных параметров, ε и ϕ. Исходя из (29) и (30), нетрудно показать, что любой функционал вида $F(\varepsilon)G(\phi)$ (и, в частности, q) будет удовлетворять уравнению

$$[\partial_z + c^{-1}(1+s)\partial_t]F(\varepsilon)G(\phi) = 0. \quad (34)$$

При этом из [19] совсем не очевидно, что по физическому смыслу $\arg(q)$ связан с углом ϕ, т.к. подобная интерпретация и соответствующий анализ в статье отсутствуют.

Однако наиболее интересный эффект заключается в аномальном поведении фазы $\alpha(t,z)$ (см. (31)), пространственно-временные вариации которой ранее не рассматривались. Суть данного эффекта состоит в том, что при вращении эллипса поляризации (т.е. модуляции угла ϕ) в фазе генерируются два вынужденных импульса: быстрый и медленный, даже несмотря на отсутствие фазовых возмущений на границе. Для математического описания этого эффекта необходимо решение иерархии уравнений (28)–(31), причем именно в той последовательности, в которой они выписаны. Наиболее простым является случай, когда амплитуда и эллиптичность постоянны. Тогда, полагая начало атомной среды в точке $z = 0$, из (30) находим решение для вариации угла в среде: $\phi(t, z) = \phi(t - z/v_g)$, где $v_g = c/(1 + s)$ – групповая скорость, а из (31) получаем вынужденное решение для фазы α:

$$\alpha(t, z) = \sin(2\varepsilon)\left[\phi(t - z/v_g) - \phi(t - z/c)\right], \qquad (35)$$

удовлетворяющее граничному условию $\alpha(t, z = 0) = 0$. Из (35) видно, что при вращении эллипса поляризации света в фазе одновременно появляются два импульса. Один из них, $\phi(t - z/c)$, является "пилотным" импульсом. Он движется со скоростью света c. Второй импульс, $\phi(t - z/v_g)$, перемещается синхронно с модуляцией угла. Примечательно, что этот эффект может наблюдаться только в эллиптически поляризованном свете, а для линейной ($\varepsilon = 0$) или циркулярной ($\varepsilon = \pm\pi/4$) поляризации он исчезает.

Отметим, что динамика распространения поляризационных импульсов в вакууме описывается системой уравнений (28)–(31) при $s = 0$. И хотя формальная связь между фазой α и углом ϕ (см. (31)) остается точно такой же, как для атомной среды с КПН, принимая во внимание уравнение (30) при $s = 0$, находим, что фаза α в вакууме удовлетворяет однородному дифференциальному уравнению

$$(\partial_z + c^{-1}\partial_t)\alpha = 0 \qquad (36)$$

и не зависит от угла ϕ. Таким образом, в вакууме эффект вынужденного возбуждения фазовых импульсов при вращении эллипса поляризации отсутствует.

5. Итак, с помощью развитого нами общего подхода к исследованию прохождения импульсов через резонансные атомные среды получена система дифференциальных уравнений (28)–(31), полностью описывающая пространственно-временную эволюцию всех параметров оптического излучения при распространении в среде двухуровневых атомов с вырожденными энергетическими уровнями в условиях КПН. Для эллиптически поляризованного излучения установлен новый эффект вынужденной модуляции фазы при возмущении угла ориентации эллипса поляризации. Обнаружено, что при этом в фазе возбуждаются два импульса. Один из них (пилотный импульс) перемещается в атомной среде без задержки. Групповая скорость другого импульса может быть существенно меньше скорости света. Показано, что импульсы эллиптичности и угла ориентации эллипса поляризации распространяются с замедлением. Получено аналитическое выражение для коэффициента s (см. (32)), определяющего замедления поляризационных импульсов, для всех возможных "темных" переходов типа $J_g = J \to J_e = J$ (J – целое). Результаты настоящей статьи расширяют представления о физике распространения поляризованного излучения в средах с КПН. Они могут найти практическое приложение в области оптических коммуникаций.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России 2009–2013" (ГК 14.740.11.0887 и 16.740.11.0466), РФФИ (гранты # 12-02-00454, 12-02-00403, 11-02-00775, 11-02-01240, 10-02-00406), РАН и Президиума Сибирского отделения РАН, а также Российского квантового центра. Д.В.Б. и М.Ю.Б. поддержаны грантом Президента РФ (МК-3372.2912.2).

1. R. W. Boyd and D. J. Gauthier, Progress in Optics **43**, 497 (2002).
2. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, Rev. Mod. Phys. **77**, 633 (2005).
3. J. B. Khurgin and R. Tucker, *Slow light: science and applications*, CRC Press, 2009.
4. L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, Nature **397**, 594 (1999).
5. M. M. Kash, V. A. Sautenkov, A. S. Zibrov et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 5229 (1999).
6. D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mairet et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 783 (2001).
7. O. Kocharovskay, Y. Rostovtsev, and M. O. Scully, Phys. Rev. Lett. **86**, 628 (2001).
8. C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, Nature **409**, 490 (2001).
9. A. B. Matsko, O. Kocharovkaya, Y. Rostovtsev et al., Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics **46**, 191 (2001).
10. M. D. Lukin, Rev. Mod. Phys. **75**, 457 (2003).
11. R. W. Boyd, D. J. Gauthier, and A. L. Gaeta, Optics and Photonics News **17**(4), 18 (2006).
12. Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 71 (2006).
13. Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин и др., ЖЭТФ **136**, 18 (2009).
14. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, УФН **163**, 1 (1993).
15. E. Arimondo, Progress in Optics **XXXV**, 257 (1996).
16. В. С. Смирнов, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **96**, 1613 (1989).
17. A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, V. I. Yudin, and G. Nienhuis, Phys. Rev. A **69**, 033410 (2004).
18. А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **118**, 77 (2000).
19. И. В. Зеленский, В. А. Миронов, ЖЭТФ **121**, 1068 (2002).