

Нестационарные эффекты двойного лучепреломления при электромагнитно индуцированной прозрачности

О.М.Паршков

Представлены результаты численного моделирования процессов нестационарного двойного лучепреломления при электромагнитно индуцированной прозрачности в схемах вырожденных квантовых переходов между состояниями уровней с $J = 0, 1$ и 2 при наличии доплеровского уширения спектральных линий. Показано, что в случае линейно поляризованного управляющего излучения нестационарный эффект двойного лучепреломления приводит к распаду внутри среды импульса входного пробного излучения, поляризованного по кругу, на обособленные импульсы с линейными поляризациями. В случае управляющего поля с круговой поляризацией эффект нестационарного двойного лучепреломления проявляется в распаде входного пробного импульса с линейной поляризацией на отдельные импульсы с круговыми поляризациями. Показано, что расстояние, которое должен пройти в среде пробный импульс до своего распада на субимпульсы, в первом случае значительно больше, чем во втором. Исследуется влияние мощности и длительности входного пробного импульсного излучения на процесс пространственного разделения его на отдельные импульсы внутри среды. Приводится качественный анализ полученных результатов.

Ключевые слова: электромагнитно индуцированная прозрачность, нестационарные эффекты, двойное лучепреломление.

1. Введение

Исследование электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭМИП) [1] имеет большое значение как с теоретической, так и с прикладной точки зрения. Оно привело к существенному прогрессу в оптических системах квантовой памяти [2], квантовых коммуникациях [2–4], теории квантовой информации [1, 2, 5], системах для точных магнитных измерений [6], системах хронометрии [7], в создании больших оптических нелинейностей [5, 8], усилении излучения без инверсии населённостей [9, 10]. К настоящему времени круг сред, в которых наблюдалось явление ЭМИП, достаточно широк. В него входят не только атомарные и молекулярные газы, но и твёрдые тела с редкоземельными примесями [11], полупроводниковые материалы с квантовыми ямами [12], сверхпроводящие структуры [13], метаматериалы [14].

На первоначальном этапе развития теории ЭМИП взаимодействие излучений моделировалось на основе Λ -, V - и Ξ -схем квантовых переходов [5], образованных простыми энергетическими уровнями. Усложнение схем рассматриваемых переходов путём увеличения числа полей и простых энергетических уровней привело к теоретическому и экспериментальному открытию ряда специфических проявлений ЭМИП в более сложных схемах невырожденных переходов [9, 15–17].

Изучение ЭМИП на вырожденных квантовых переходах открыло новые черты этого явления, среди которых важное место занимают эффекты изменения состояний поляризации взаимодействующих полей. Так, например, в [18, 19] теоретически и экспериментально исследовалось

вращение плоскости поляризации пробного поля при изменении напряжённости управляющего излучения. В [20, 21] теоретически и экспериментально изучалось влияние постоянного магнитного поля на процесс эволюции круговых компонент пробного излучения в условиях ЭМИП. Линейное и круговое двойное лучепреломление пробного поля при ЭМИП исследовалось теоретически и экспериментально в [22]. В теоретической работе [23] предсказана возможность распространения пробного поля при ЭМИП в виде двух мод с различными состояниями поляризации.

В указанных выше работах рассматривался стационарный (установившийся) режим взаимодействия волн. Этот режим соответствует ситуации, когда длительности импульсов обоих участвующих в ЭМИП излучений значительно превышают времена необратимой релаксации квантовых переходов. В этом случае зависимостью от времени интенсивностей излучений и населённостей уровней можно пренебречь. Противоположная ситуация, которую мы называем нестационарным режимом ЭМИП, возникает, если длительность импульса хотя бы одного из взаимодействующих полей меньше времен необратимой релаксации или сравнима с ними. Такой режим наиболее перспективен с точки зрения практического использования явления ЭМИП в системах квантовой коммуникации и информации [1, 2, 4, 5]. В [24, 25] показано, что при ЭМИП на вырожденных квантовых переходах в нестационарном режиме возможно разбиение линейно поляризованного входного пробного импульса на несколько субимпульсов, поляризованных по кругу в противоположных направлениях, в случае, если входной импульс управляющего излучения имеет круговую поляризацию.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования влияния ЭМИП на поляризационные характеристики пробного поля в нестационарном режиме. Показано, что такое влияние способно привести к распаду поляризованного по кругу входного пробного

О.М.Паршков. Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А., Россия, 410054 Саратов, ул. Политехническая, 77; e-mail: oparshkov@mail.ru

импульса на совокупность импульсов с линейными поляризациями, и проведено сравнение характеристик этого процесса с характеристиками процесса, описанного в работах [24, 25]. Полученные результаты интерпретированы как специфическое проявление двойного лучепреломления, сопровождающего явление ЭМИП.

Наш подход учитывает неоднородное уширение линий квантовых переходов и не ограничен приближением слабого пробного излучения, обычно используемым при анализе влияния ЭМИП на эволюцию состояний поляризации излучений. Расчёты проводились для квантовых переходов между вырожденными энергетическими уровнями 3P_0 , 3P_2 , $^3P_1^0$ изотопа ^{208}Pb , в парах которого наблюдались ЭМИП поляризованных по кругу лазерных полей [26].

2. Постановка задачи

Рассмотрим Λ -схему из невырожденного ($J = 0$) нижнего, пятикратно вырожденного ($J = 2$) среднего и трёхкратно вырожденного ($J = 1$) верхнего уровней. Такая схема образуется, например, уровнями 3P_0 , 3P_2 , $^3P_1^0$ изотопа ^{208}Pb или изотопов ^{118}Sn и ^{120}Sn . Пусть ϕ_k ($k = 1, 2, \dots, 9$) – ортонормированный базис из общих собственных функций операторов энергии, квадрата и z -компоненты момента импульса для изолированного атома, отвечающих нижнему ($k = 1, M = 0$), верхнему ($k = 2, 3, 4, M = -1, 0, 1$) и среднему ($k = 5, 6, \dots, 9, M = -2, -1, 0, 1, 2$) уровням. Пусть D_1 и D_2 – приведённые электродипольные моменты переходов $J = 0 \rightarrow J = 1$ и $J = 2 \rightarrow J = 1$ соответственно, а ω_1 и ω_2 ($\omega_1 > \omega_2$) – частоты этих переходов для покоящегося атома. Положим также $T_1 = 1/\Delta_1$, где Δ_1 – доплеровская полуширина (по уровню e^{-1}) плотности распределения частот ω'_1 переходов $J = 0 \rightarrow J = 1$.

Электрическое поле двух лазерных импульсов, распространяющихся вдоль оси z и имеющих несущие частоты ω_1 и ω_2 (пробный и управляющий импульс соответственно; $\omega_1 > \omega_2$), представим в виде

$$E = \text{Re} \sum_{l=1}^2 \mu_l (e_+ f_l + e_- g_l) \exp[i(\omega_l t - k_l z)], \quad (1)$$

где $\mu_l = \hbar \sqrt{2l+1}/(|D_l| T_1)$; $e_+ = e_-^* = (\mathbf{i} + \mathbf{j})/2$; \mathbf{i}, \mathbf{j} – орты осей x и y ; f_l, g_l – комплексные амплитуды правой (σ_-) и левой (σ_+) круговых компонент [27] пробного ($l = 1$) и управляющего ($l = 2$) полей, являющиеся функциями z и t ; $k_l = \omega_l/c$.

Волновую функцию атома представим в виде

$$\Psi = \bar{c}_1 \phi_1 + \left(\sum_{k=2}^4 \bar{c}_k \phi_k \right) \exp(-i\xi_1) + \left(\sum_{k=5}^9 \bar{c}_k \phi_k \right) \exp[-i(\xi_1 - \xi_2)], \quad (2)$$

где $\xi_l = \omega_l t - k_l z$, и введём величины

$$c_1 = p_1^* \bar{c}_1, \quad c_2 = \bar{c}_2, \quad c_4 = \bar{c}_4, \quad c_5 = p_2 \bar{c}_5,$$

$$c_7 = (1/\sqrt{6}) p_2 \bar{c}_7, \quad c_9 = p_2 \bar{c}_9,$$

где $p_l = 2D_l/|D_l|$. Определим нормированные независимые переменные s и w как

$$s = z/z_0, \quad w = (t - z/c)/T_1, \quad (3)$$

где $z_0 = 3\hbar c/(2\pi N|D_l|^2 T_1 \omega_1)$; N – концентрация атомов. Исходя из уравнений Максвелла и Шредингера с исполь-

зованием (1) и (3) получаем в приближении медленно меняющихся амплитуд следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial f_1}{\partial s} = \frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} c_1 c_2^* \exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1,$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial s} = -\frac{i}{\sqrt{\pi}} \xi \int_{-\infty}^{+\infty} (c_4^* c_9 + c_2^* c_7) \exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1,$$

$$\frac{\partial g_1}{\partial s} = -\frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} c_1 c_4^* \exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1,$$

$$\frac{\partial g_2}{\partial s} = \frac{i}{\sqrt{\pi}} \xi \int_{-\infty}^{+\infty} (c_2^* c_5 + c_4^* c_7) \exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1,$$

$$\frac{\partial c_1}{\partial w} = -i(f_1 c_2 - g_1 c_4),$$

$$\frac{\partial c_2}{\partial w} + i\varepsilon_1 c_2 = -\frac{i}{4}(f_1^* c_1 + g_2^* c_5 - f_2^* c_7) - \gamma c_2,$$

$$\frac{\partial c_4}{\partial w} + i\varepsilon_1 c_4 = \frac{i}{4}(g_1^* c_1 - g_2^* c_7 + f_2^* c_9) - \gamma c_4,$$

$$\frac{\partial c_5}{\partial w} + i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) c_5 = -ig_2 c_2,$$

$$\frac{\partial c_7}{\partial w} + i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) c_7 = \frac{i}{6}(f_2 c_2 - g_2 c_4),$$

$$\frac{\partial c_9}{\partial w} + i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) c_9 = -if_2 c_4,$$

где

$$\varepsilon_1 = \frac{\omega'_1 - \omega_1}{\Delta_1}, \quad \varepsilon_2 = \frac{\omega_2}{\omega_1} \varepsilon_1; \quad \xi = 0.75 \frac{\omega_2 |D_2|}{\omega_1 |D_1|}. \quad (5)$$

В согласии с правилами отбора ($\Delta M = \pm 1$) для переходов под действием круговых компонент поля (1) амплитуды \bar{c}_3 , \bar{c}_6 и \bar{c}_8 не входят в систему (4). Учёт доплеровского уширения линий квантовых переходов с помощью усреднения наведённых полей дипольных моментов отдельных атомов по параметру ε_1 , однозначно связанному со скоростью теплового движения каждого атома вдоль оси z , привёл к появлению интегралов в первых четырёх уравнениях системы (4) и специфической связи между величинами ε_1 и ε_2 . В уравнения для c_2 и c_4 феноменологически введены слагаемые $-\gamma c_2$ и $-\gamma c_4$ для учёта спонтанного распада состояний верхнего уровня рассматриваемой Λ -схемы. Величина $\gamma = T_1/(2\tau)$, где τ – радиационное время жизни уровня $6p7s^3P_1^0$.

Наличие частных производных по времени w в уравнениях системы (4) приводит к запаздыванию поляризации отклика среды на воздействие полей. Если запаздывание существенно влияет на эволюцию волн, то режим их взаимодействия со средой называется нестационарным. Такой режим обычно реализуется в случаях, когда воздействие излучений на среду имеет длительность, сравнимую с временами необратимой релаксации квантовых переходов или значительно меньшую их.

Ниже для описания состояний поляризации излучений используются параметры a_l, α_l, γ_l эллипсов поляризации пробного ($l = 1$) и управляющего ($l = 2$) излучений. Здесь a_l – большая полуось эллипса, измеренная в единицах μ_i ; α_l – угол её наклона к оси x ; γ_l – параметр сжатия ($a_l \geq 0, 0 \leq \alpha_l < \pi, |\gamma_l| \leq 1$ [27]). Величина $|\gamma_l|$ определяет

отношение малой оси эллипса к его большой оси. Условие $0 < \gamma_l < 1$ ($-1 < \gamma_l < 0$) соответствует правой (левой) эллиптической поляризации, условие $\gamma_l = 0$ – линейной поляризации; при $\gamma_l = 1$ поляризация является правой круговой (σ_- -поляризация), при $\gamma_l = -1$ – левой круговой (σ_+ -поляризация). При $|\gamma_l| = 1$ угол α_l не определён, и в наших расчётах мы формально полагаем его равным -0.1 .

Граничные условия, описывающие пробное излучение на входной поверхности $s = 0$, выбирались в виде

$$\alpha_l = \alpha_{l0}, \quad a_l = a_{l0} \operatorname{sech}[(w - w_0)/\tau_1], \quad \gamma_l = \gamma_{l0}, \quad (6)$$

а управляющее излучение задавалось соотношениями

$$\alpha_2 = \alpha_{20}, \quad a_2 = a_{20}, \quad \gamma_2 = \gamma_{20}, \quad (7)$$

где α_{l0} , a_{l0} , γ_{l0} – некоторые постоянные величины. Предполагалось, что до прихода пробного импульса ($w \leq 0$) заселен только нижний энергетический уровень.

Равенства (6) описывают входной колоколообразный импульс пробного излучения длительностью $1.76\tau_1$ (по уровню половины от пикового значения интенсивности) в единицах времени w . Вершина этого импульса пересекает входную поверхность в момент времени w_0 . Равенства (7) описывают входное управляющее излучение, интенсивность которого не меняется в течение всего процесса взаимодействия волн.

Расчёты проводились для Λ -схемы, образуемой уровнями 3P_0 , 3P_2 , $^3P_1^0$ изотопа ^{208}Pb . Согласно [28] для выбранных переходов ^{208}Pb в формулах (4), (5) величины $\omega_2/\omega_1 = 0.7$, $\xi = 2.11$ и (при $T = 900 - 1000$ К) $\gamma = 1.5 \times 10^{-2}$. В случае $T = 950$ К имеем $T_1 = 1.63 \times 10^{-10}$ с. Выбирая для оценок насыщенные пары ^{208}Pb и используя данные [29], получаем при той же температуре $N = 3.4 \times 10^{13}$ см $^{-3}$ и $z_0 = 0.03$ см. Отметим, что величина z_0 имеет смысл расстояния, на котором за счёт наличия неоднородного уширения интенсивность слабого пробного импульса уменьшается примерно в e раз при отсутствии управляющего поля. Величина z_0 сильно зависит от температуры. Так, $z_0 = 0.1$ см при $T = 900$ К и 0.01 см при 1000 К. Время T_1 зависит от температуры слабо, уменьшаясь при таком её изменении примерно на 5%. Величины z_0 и T_1 являются нормирующими множителями при переходе от независимых переменных z, t к безразмерным переменным s, w по формулам (3). Время τ радиационного распада уровня $^3P_1^0$, играющее при низких плотностях паров роль времени необратимой релаксации квантовой системы, составляет около 6 нс [28].

Для представления результатов расчётов используются безразмерные интенсивности I_l – плотности потоков энергии пробного ($l = 1$) и управляющего ($l = 2$) полей, измеряемые в единицах $cm^2/(8\pi)$. Размерные интенсивности \bar{I}_l (в кВт/см 2) пробного и управляющего полей в диапазоне температур $900 - 1000$ К можно оценить как $\bar{I}_l = 1.3I_l$. Пропускание T_m характеризует прозрачность среды для пробного излучения и определяется формулой $T_m = W_1(s)/W_1(0)$, где $W_1(0)$ и $W_1(s)$ – энергии (в расчёте на единицу площади поперечного сечения) пробного импульса на входе в резонансную среду и на расстоянии s внутри среды соответственно.

Основное внимание в нашей работе уделено ситуации, когда импульс входного пробного поля имеет σ_+ -поляризацию ($\gamma_{10} = -1$), тогда как входное управляющее поле поляризовано линейно ($\gamma_{20} = 0$). Этот режим ЭМИП

мы далее именуем режимом I. Режимом II будем называть режим, отвечающий случаю, описанному в [24, 25], когда входное пробное поле имеет линейную поляризацию ($\gamma_{20} = 0$), а входное управляющее поле поляризовано по кругу ($\gamma_{20} = -1$). Режим III соответствует случаю коллинеарных линейных поляризаций входных излучений ($\alpha_{10} = \alpha_{20}$, $\gamma_{10} = \gamma_{20} = 0$). Этот режим для используемой нами Λ -схемы может быть описан в рамках теории ЭМИП на невырожденных квантовых переходах. В целях сопоставления результатов расчётов параметры a_{10} , a_{20} и τ_1 подбираются такими, чтобы пиковые интенсивности и длительности входных пробных импульсов совпадали и интенсивности управляющих полей были одинаковыми ($I_2 = 16$). В рамках каждого режима изучаются случаи мощного и слабого входных пробных импульсов, пиковые интенсивности которых составляют $1/4$ и $1/320$ от интенсивности входного управляющего излучения соответственно. Приводятся также результаты расчёта в режиме I для мощного входного пробного импульса с длительностью, в десять раз большей длительности входных пробных импульсов в предыдущих расчётах.

3. Результаты расчётов

1. Рассмотрим ЭМИП в режиме I при мощном входном пробном импульсе. Для этого в (6) и (7) положим $\tau_1 = 5$, $\alpha_{10} = -0.1$ рад, $a_{20} = \sqrt{2}$, $\gamma_{10} = -1$, $\alpha_{20} = 0.5$ рад, $a_{20} = 7.0$, $\gamma_{20} = 0$. Отметим, что выбранное значение τ_1 соответствует размерной длительности пробного импульса 1.5 нс (при $T = 950$ К), тогда как время необратимой релаксации τ составляет 6 нс. На рис.1 сплошными кривыми показаны результаты расчётов зависимостей интенсивностей пробного и управляющего полей от w для нескольких фиксированных расстояний s . Штриховыми кривыми приведены зависимости интенсивности пробного импульса в режиме III. В данном случае эти кривые представляют пробную компоненту известной в теории ЭМИП импульсной пары, называемой адиабатоном [30].

Согласно рис.1 входной импульс пробного излучения в среде распадается на два импульса. Первый из них (импульс 1 на рис.1,б,г) распространяется в среде со скоростью пробного импульса адиабатона, тогда как скорость второго (импульс 2 на рис.1,б,г) имеет меньшее значение. Отметим, что хотя пиковая интенсивность пробного импульса адиабатона заметно превышает интенсивности импульсов 1 и 2, суммарная энергия W_1 последних лишь на 2% меньше энергии адиабатона даже на расстоянии $s = 800$, что следует из кривых пропускания, представленных на рис.2.

Взаимодействие излучений в среде приводит к изменению характеристик управляющего поля. Его интенсивность перестаёт быть постоянной, и огибающая поля обретает более сложную структуру, содержащую «горб» и «провалы» (тонкие кривые на рис.1,б–г). При этом горб распространяется со скоростью c впереди пробных импульсов, а каждый провал находится в области одного из них. Отметим, что в случае адиабатона [30] кривая, описывающая зависимость интенсивности управляющего поля от w , имеет подобные горб и провал.

На рис.3 приведены кривые, описывающие зависимость величин I_1 , γ_1 и α_1 от w для нескольких фиксированных расстояний s . Согласно зависимости $\gamma_1(w)$ уже на достаточно малом расстоянии ($s = 40$) передний и задний фронты пробного импульса приобретают левую эллипти-

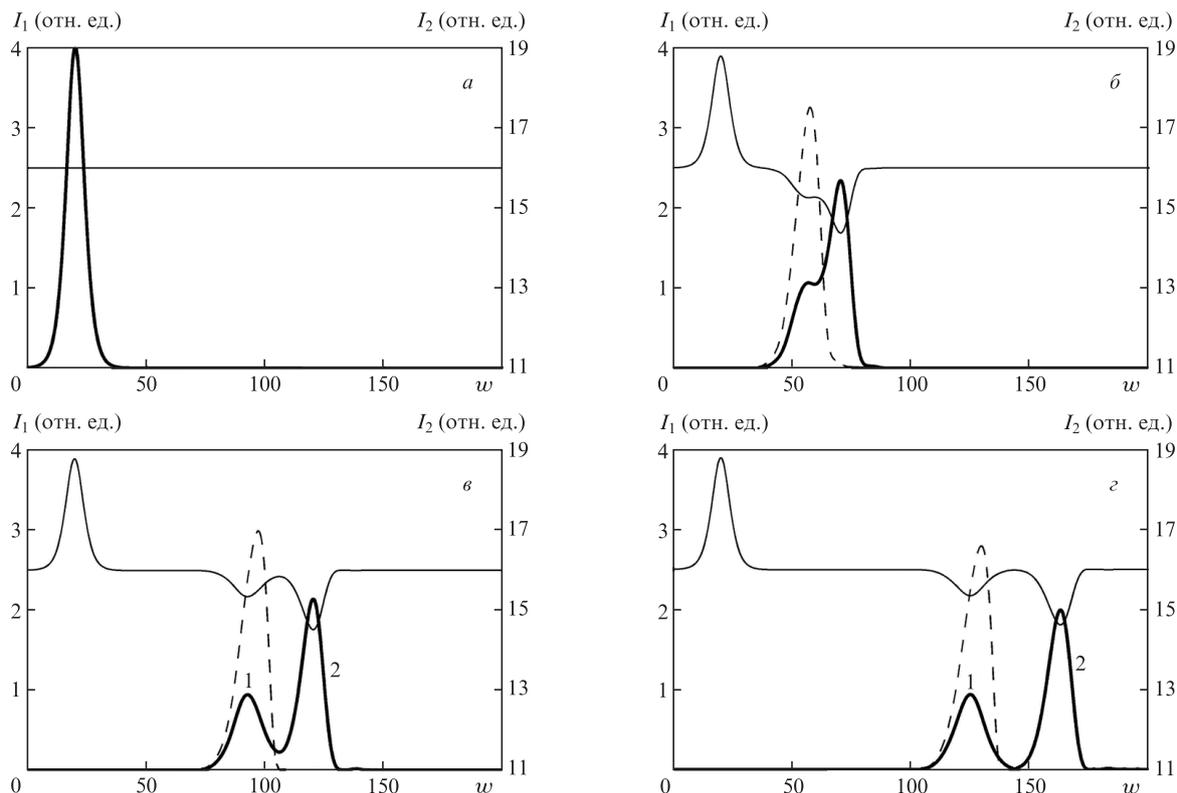


Рис. 1. Эволюция величин I_1 и I_2 в режиме I (жирные и тонкие кривые соответственно) и величины I_1 в режиме III (штриховые кривые) для расстояний $s = 0$ (а), 280 (б), 560 (в) и 800 (г).

ческую поляризацию ($\gamma \approx -0.7$), тогда как центральная часть импульса остается поляризованной по кругу (кривая 2 на рис.3,а). Согласно зависимости $\alpha_1(w)$ (кривая 3 на рис.3,а) направление главной оси эллипса поляризации переднего фронта ($\alpha_1 = 0.5$ рад) совпадает с направлением поляризации входного управляющего поля. В то же время направление главной оси эллипса поляризации заднего фронта ($\alpha_1 = 2.07$ рад) перпендикулярно направлению поляризации входного управляющего излучения. С ростом s степень эллиптичности, т.е. $|\gamma_1|$, уменьшается, и пробный импульс распадается на два импульса (рис.3,б,в). На большом расстоянии (рис.3,г) пробное поле оказывается локализованным в двух отдельных импульсах со взаимно перпендикулярными линейными ($\gamma_1 = 0$) поляризациями, причем первый из них поляризован в том же направлении, что и входное управляющее излучение.

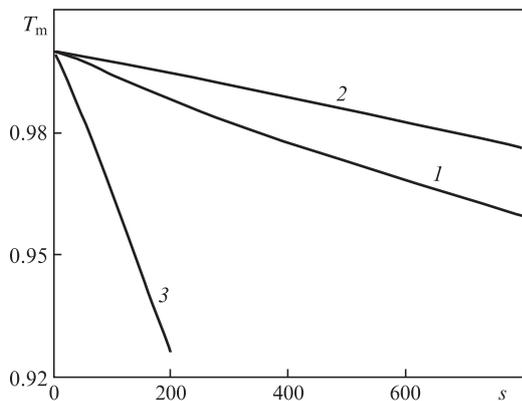


Рис.2. Зависимости пропускания пробного излучения от расстояния s для режимов I (1), III (2) и II (3).

2. Для сравнения с результатами представленных выше расчётов рассмотрим ЭМИП в режиме II при мощном входном пробном импульсе. Для этого в (6) и (7) положим $\tau_1 = 5$, $\alpha_{10} = 0.5$ рад, $a_{10} = 2$, $\gamma_{10} = 0$, $\alpha_{20} = -0.1$ рад, $a_{20} = 4.9$, $\gamma_{20} = -1$. На рис.4 сплошными кривыми показаны результаты расчётов зависимостей интенсивностей пробного и управляющего полей от w для нескольких фиксированных расстояний s . Штриховыми кривыми приведены зависимости интенсивности пробного импульса в режиме III. Согласно рис.4 входной импульс пробного излучения в режиме II распадается в среде на три отдельных импульса (импульсы 1, 2, 3 на рис.4,б-г). Первый из них распространяется со скоростью, близкой к скорости пробного импульса адиабатона (штриховые кривые на рис.4), два другие имеют меньшие скорости. Данный распад происходит на расстоянии $s < 100$ (рис.4,в), тогда как для распада входного пробного импульса в режиме I требуется значительно большее расстояние ($s \approx 800$, рис.1,г). Вид кривой пропускания пробного излучения в режиме II (кривая 3 на рис.2) показывает, что процесс распада входного пробного импульса в режиме II сопровождается несколько большей потерей энергии, чем в режиме I.

Наряду с отмеченными количественными различиями результатов численного анализа для режимов I и II, существует важное качественное различие в состояниях поляризации импульсов пробного излучения, на которые в среде распадается входной пробный импульс. На рис.5 представлены кривые, описывающие зависимость величин I_1 , γ_1 и α_1 от w для двух фиксированных расстояний s . Согласно рис.5,а вблизи входной поверхности среды пробный импульс начинает распадаться на субимпульсы, первый из которых имеет правую эллиптическую поляризацию, а второй – левую (тонкие кривые на рис.5,а).

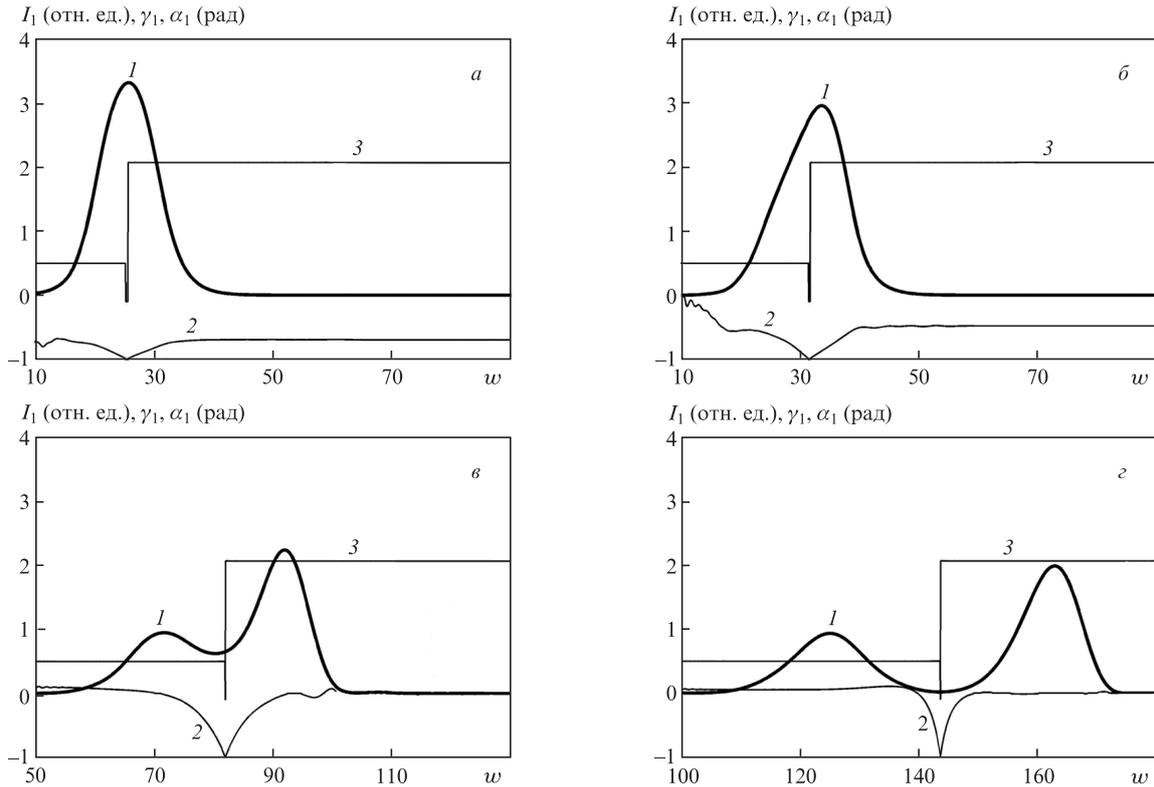


Рис.3. Эволюция величин I_1 (1), γ_1 (2) и α_1 (3) в режиме I для расстояний $s = 40$ (а), 80 (б), 400 (в) и 800 (г).

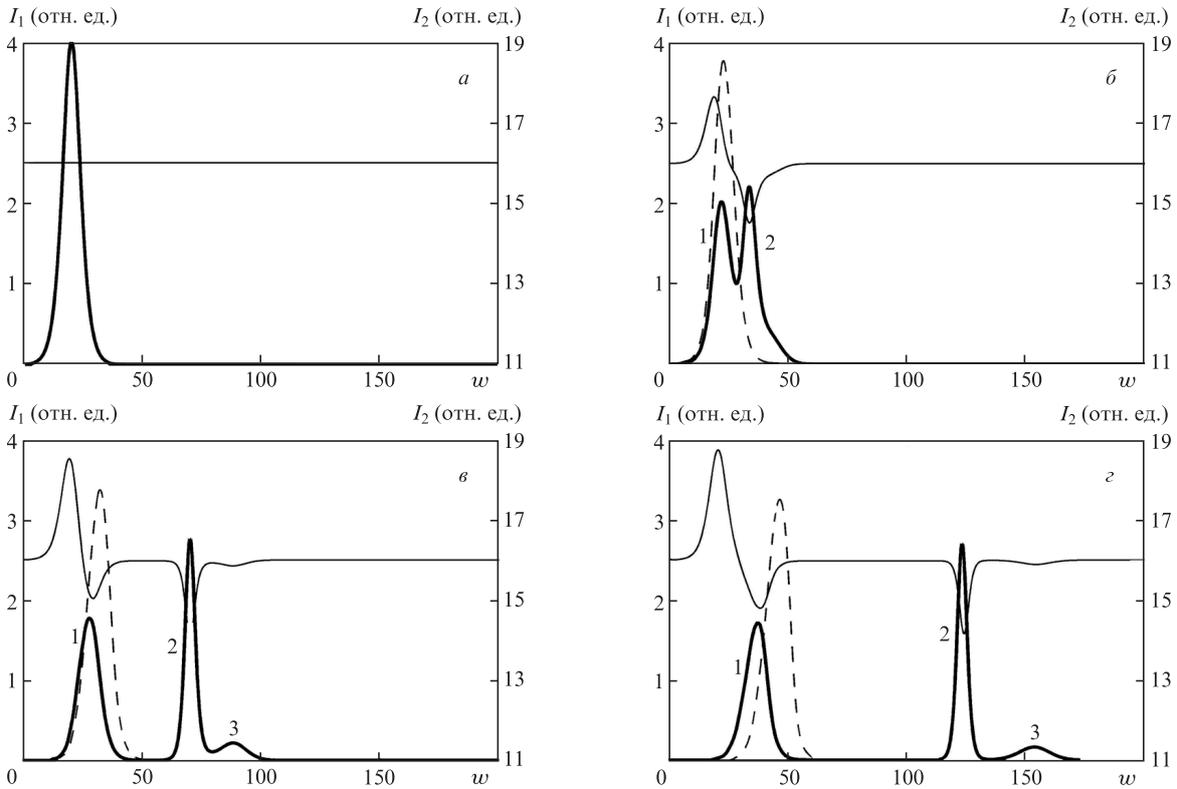


Рис.4. Эволюция величин I_1 и I_2 в режиме II (жирные и тонкие кривые соответственно) и величины I_1 в режиме III (штриховые кривые) для расстояний $s = 0$ (а), 30 (б), 100 (в) и 200 (г).

Направления главных осей эллипсов поляризации субимпульсов совпадают с направлением линейной поляризации входного пробного поля (штриховые кривые на рис.5,а). На большем расстоянии ($s = 80$, рис.5,б) субимпульсы уже хорошо разделены, причём первый из них

имеет σ_- -поляризацию ($\gamma_1 = 1$), а второй – σ_+ -поляризацию ($\gamma_1 = -1$).

3. Приведём результаты расчётов для режима I в случае слабого сигнального импульса. Для этого в (6) и (7) положим $\tau_1 = 5$, $\alpha_{10} = -0.1$ рад, $a_{10} = 0.16$, $\gamma_{10} = -1$, $\alpha_{20} =$

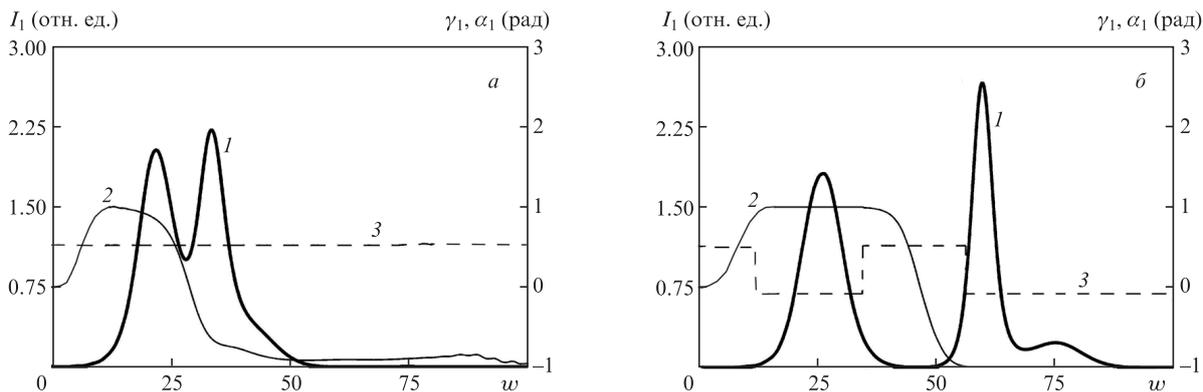


Рис.5. Эволюция величин I_1 (1), γ_1 (2) и α_1 (3) в режиме II для расстояний $s = 30$ (а) и 80 (б).

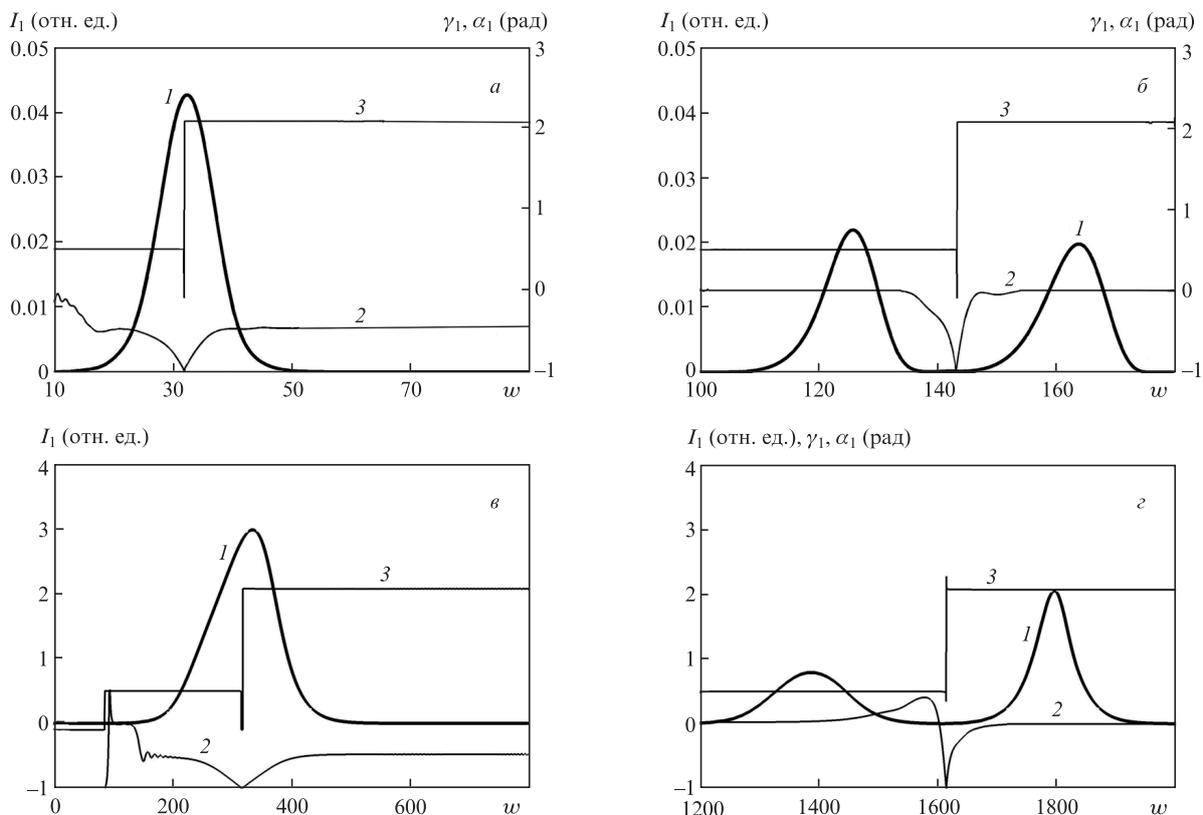


Рис.6. Эволюция величин I_1 (1), γ_1 (2) и α_1 (3) в режиме I для слабого входного пробного импульса (а, б) и мощного входного пробного импульса большой длительности (в, з) при расстояниях $s = 80$ (а), 800 (б), 810 (в) и 9000 (з).

0.5 рад, $a_{20} = 7.0$, $\gamma_{20} = 0$. На рис.6,а,б представлены кривые, описывающие зависимость величин I_1 , γ_1 и α_1 от w для начальной ($s = 80$) и конечной ($s = 800$) стадий распада входного пробного импульса на линейно поляризованные компоненты.

Сравнение рис.6,а, б с рис.3 показывает, что характер разбиения в среде входного импульса пробного излучения не изменился: входной пробный импульс распадается на два субимпульса со взаимно перпендикулярными линейными поляризациями. Более того, расстояние, на котором происходит полный распад входного пробного импульса, одинаково в случаях слабого и мощного входных пробных полей.

Для иллюстрации влияния длительности входного пробного импульса на его эволюцию в среде был проведён расчёт для режима I при длительности этого импульса $\tau_1 = 50$, т.е. в 10 раз большей, чем та, что исполь-

зовалась в предыдущих расчётах. На рис.6,в,з представлены кривые, описывающие зависимость величин I_1 , γ_1 и α_1 от w для начальной ($s = 810$) и конечной ($s = 9000$) стадий распада входного пробного импульса на линейно поляризованные компоненты. Кривые на рис.6,в,з также свидетельствуют о распаде пробного импульса в среде на два субимпульса со взаимно перпендикулярными линейными поляризациями. Однако данный распад происходит на расстоянии ($s = 9000$), примерно в 10 раз большем, чем в случае короткого входного импульса.

4. Обсуждение результатов расчётов

Представим некоторые соображения относительно физических причин, приводящих к различию поляризационных свойств пробного излучения в режимах I и II. Поскольку анализ процессов, определяющих режим II,

был изложен подробно в [24, 25], здесь мы только кратко напомним его содержание. На рис.7,*a* приведена схема квантовых переходов, соответствующих ЭМИП в режиме II. Стрелки с левым (правым) наклоном отвечают квантовым переходам под действием σ_+ (σ_-)-компонент полей. Из рис.7,*a* следует, что σ_+ -компонента пробного поля эволюционирует в Λ -схеме, образованной состояниями 1, 4 и 7, а σ_- -компонента – в Λ -схеме, образованной состояниями 1, 2 и 5. Модули электродипольных моментов переходов 1–4 и 1–2, резонансных круговым компонентам пробного поля, в указанных Λ -схемах одинаковы. В то же время модули электродипольных моментов переходов 7–4 и 5–2, резонансных единственной круговой компоненте управляющего поля, различны. В связи с этим скорости распространения σ_+ - и σ_- -компонент пробного поля в среде также различны, и входной пробный импульс распадается на субимпульсы, поляризованные по кругу в противоположных направлениях.

Распад входного импульса пробного излучения в режиме I имеет более сложную природу. На рис.7,*b* приведена схема квантовых переходов, соответствующих ЭМИП в режиме I. В отличие от режима II здесь существуют обе круговые компоненты управляющего поля. Схема квантовых переходов на рис.7,*b* не может быть сведена к двум Λ -схемам с общим нижним уровнем, как это было в случае режима II. Отметим, что на входной поверхности отсутствует σ_- -компонента пробного поля (штриховая линия на рис.7,*b*). С другой стороны, распад поляризованного по кругу входного пробного импульса на субимпульсы с эллиптической или линейной поляризацией, обнаруженный в расчётах, невозможен без наличия этой компоненты внутри среды.

Образование в среде σ_- -компоненты пробного излучения происходит по следующей причине. Согласно урав-

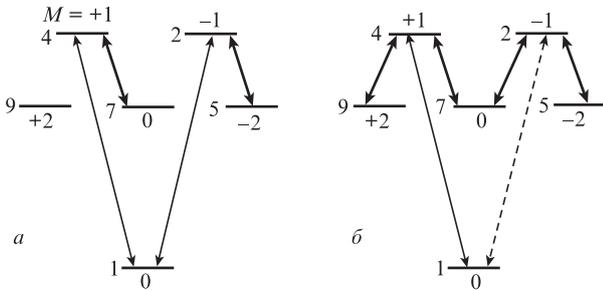


Рис.7. Схема квантовых переходов в режимах II (*a*) и I (*b*): числа слева от горизонтальных линий – номера состояний; числа сверху или снизу – квантовое число M состояния; стрелки с левым (правым) наклоном – переходы под действием σ_+ (σ_-)-компонент полей.

нению для величины $\partial f_1 / \partial s$ в системе (4), источником генерации в среде σ_- -компоненты пробного поля служит произведение $c_1 c_2^*$ под знаком интеграла в правой части этого уравнения. При $s = 0$ и $w = 0$ ввиду начальных условий $c_2 = 0$, и источник возбуждения σ_- -компоненты пробного излучения отсутствует. Однако согласно структуре системы уравнений (4) при $w > 0$ возникает цепочка квантовых переходов между уровнями 1, 4, 7, 2 (рис.7,*b*) и происходит заселение состояния 2. Соответственно произведение $c_1 c_2^*$ становится отличным от нуля, и начинается генерация σ_- -компоненты пробного поля. По мере продвижения импульса в среде интенсивность данной компоненты непрерывно нарастает. Когда интенсивность σ_- -компоненты становится равной интенсивности σ_+ -компоненты, образуются линейно поляризованные субимпульсы пробного излучения. После этого обе компоненты пробного импульса распространяются в одинаковых условиях, и поэтому равенство их интенсивностей сохраняется. Таким образом, в генерации σ_- -компоненты пробного импульса участвуют атомы, оказавшиеся в квантовом состоянии 2 в процессе взаимодействия волн.

На рис.8,*a* приведены зависимости величины $\rho_{22} = |c_2|^2$ – населённости уровня 2 от w при трёх фиксированных расстояниях s . Видно, что максимальная населённость этого уровня не превышает 0.05% от общего числа атомов, участвующих в процессе ЭМИП. Ввиду этого для существенного усиления σ_- -компоненты пробного поля требуется достаточно большое расстояние. На рис.8,*b* представлены зависимости величины ρ_{44} – населённости уровня 4, непосредственно возбуждаемого σ_+ -компонентой пробного поля (рис.7,*b*). Поскольку данная компонента присутствует уже на входной поверхности среды, то на малом расстоянии ($s = 8$) $\rho_{44} \gg \rho_{22}$. Однако на больших расстояниях, когда интенсивности круговых компонент пробного поля сравниваются, становятся примерно одинаковыми и населённости уровней 2 и 4 (рис.8,*a, b*).

В случае режима II (рис.7,*a*) σ_+ - и σ_- -компоненты пробного поля равны по интенсивности уже на входной поверхности образца. Обе компоненты одновременно начинают эволюционировать в своих Λ -схемах. Поэтому расстояние, на котором происходит разбиение входного пробного импульса в режиме II, оказывается значительно меньшим, чем в случае режима I.

Отметим, что при ЭМИП в режиме I входной пробный импульс распадается в среде на два импульса со взаимно перпендикулярными линейными поляризациями. Это означает, что разности фаз круговых компонент пробного излучения различны в разных его частях и, следовательно, сами эти компоненты имеют фазовую моду-

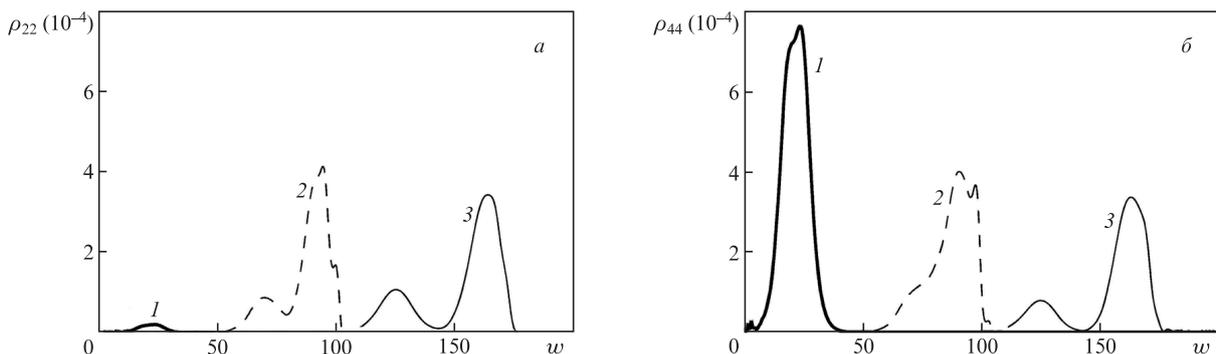


Рис.8. Эволюция населённостей уровней 2 (*a*) и 4 (*b*) для $s = 8$ (1), 400 (2) и 800 (3).

ляцию. Подобная фазовая модуляция излучения сопровождается многими явлениями резонансной [31] и нерезонансной [32] оптики коротких световых импульсов.

Разбиение входного пробного импульса на субимпульсы в режимах I и II можно трактовать как эффекты двойного лучепреломления в условиях ЭМИП. В случае режима I поляризованный по кругу входной пробный импульс является суммой полей, поляризованных в направлениях, коллинеарном и перпендикулярном направлению поляризации управляющего излучения. Импульсы, образуемые этими компонентами пробного поля, в условиях режима I распространяются с разными скоростями, что и проявляется как распад входного пробного импульса внутри среды. (Под скоростью импульса понимается скорость распространения в среде точки, соответствующей его пиковой интенсивности. Эта величина приближённо совпадает со скоростью переноса энергии импульсом, если искажение формы его огибающей при распространении не слишком велико.) В случае режима II линейно поляризованный входной пробный импульс можно представить в виде суммы компонент, поляризованных по кругу в противоположных направлениях. В среде эти компоненты распространяются с различными скоростями, что и приводит к распаду входного пробного импульса.

Нестационарное двойное лучепреломление при ЭМИП имеет существенное отличие от эффектов двойного лучепреломления, приводящих к электрооптическому или оптическому эффекту Керра [33]. Последний эффект объясняется различием фазовых скоростей линейно поляризованных собственных мод в среде с анизотропией, наведённой постоянным электрическим полем или электрическим полем оптической волны. В рассмотренных нами режимах ЭМИП распад входного пробного импульса объясняется различием скоростей перемещения в среде импульсов с разными состояниями поляризации.

Будучи резонансным эффектом, ЭМИП обеспечивает значительно более высокую эффективность линейного или кругового двойного лучепреломления, чем та, что реализуется в нерезонансных процессах. Так, полный распад входного пробного импульса в случае ЭМИП в режиме I происходит на расстоянии 4 см при $N = 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Примерно такое же расстояние обычно требуется для регистрации оптического эффекта Керра в жидкости при почти на два порядка большей интенсивности лазерного поля [34, 35].

5. Заключение

Представленные результаты показывают, что явление ЭМИП на вырожденных квантовых переходах может служить эффективным способом реализации специфического эффекта двойного лучепреломления, приводящего к распаду пробного импульса на субимпульсы с различными состояниями поляризации. Этот тип двойного лучепреломления существенно отличается от известных до сих пор тем, что объясняется не различием фазовых скоростей собственных световых мод среды, а различием скоростей переноса энергии импульсами, образуемыми этими модами. Поэтому такое двойное лучепреломление можно назвать импульсным. Оно является линейным в случае линейной поляризации управляющего поля и круговым, если поле имеет круговую поляризацию.

Будучи резонансным явлением, импульсное двойное лучепреломление значительно эффективнее известных яв-

лений двойного лучепреломления в нерезонансных лазерных полях. Поскольку импульсное двойное лучепреломление – нестационарный эффект, оно реализуется в случае достаточно коротких импульсов пробного излучения. Результаты расчётов, не вошедшие в данную статью, показывают, что изменение интенсивности управляющего излучения позволяет управлять скоростями и длительностями субимпульсов, возникающих при импульсном двойном лучепреломлении. Эффект импульсного двойного лучепреломления может найти практическое применение при создании быстродействующих устройств, функционирование которых связано с управлением поляризационными и энергетическими характеристиками лазерных импульсов.

Отметим, что рассмотренная в настоящей работе схема вырожденных квантовых переходов является сравнительно простой. Можно ожидать, что импульсное двойное лучепреломление в более сложных схемах квантовых переходов, используемых при изучении ЭМИП [5], имеет специфические особенности, не выявленные в наших исследованиях.

- Harris S.E. *Phys. Today*, **50**, 36 (1997).
- Lukin M.D. *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 457 (2003).
- Duan L.-M., Lukin M.D., Cirac J.I., Zoller P. *Nature (London)*, **414**, 413 (2001).
- Sinatra A. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 253601 (2006).
- Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 633 (2005).
- Martinelli M., Valente P., Failache H., Felinto D., Cruz L.S., Nussenzeig P., Lezama A. *Phys. Rev. A*, **69**, 043809 (2004).
- Godone A., Micallizilo S., Levi F. *Phys. Rev. A*, **66**, 063807 (2002).
- Lukin M.D., Imamoglu A. *Nature (London)*, **413**, 273 (2001).
- Kocharovskaya O., Mandel P. *Phys. Rev. A*, **42**, 523 (1990).
- Попов А.К. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **60**, 99 (1996).
- Ham B.S., Hemmer P.R., Shahriar M.S. *Opt. Commun.*, **144**, 227 (1997).
- Nikonov D.E., Imamoglu A., Scully M.O. *Phys. Rev. B*, **59**, 12212 (1999).
- Abdumalikov A.A. Jr., Astafiev O., Zagoskin A.M., Pashkin Yu.A., Nakamura Y., Tsai J.S. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 193601 (2010).
- Tassin P., Zhang L., Koschny T., Economou E.N., Soukoulis C.M. *Opt. Express*, **17**, 5595 (2009).
- Cerboneschi E., Arimondo E. *Phys. Rev. A*, **52**, R1823 (1995).
- MacRae A., Campbell G., Lvovsky A.I. *Opt. Lett.*, **33**, 2659 (2008).
- Mazets I.E. *Phys. Rev. A*, **71**, 023806 (2005).
- Wielandy S., Gaeta A.L. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 3359 (1998).
- Bo Wang, Shujing Li. et al. *Phys. Rev. A*, **73**, 051801(R) (2006).
- Agarwal G.S., Shubhrangshu Dosgupta. *Phys. Rev. A*, **67**, 023814 (2003).
- Sautenkov V.A., Rostovtsev Y.V., Chen H., Hsu P., Agarwal G.S., Scully M.O. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 233601 (2005).
- Tai Hyun Yoon, Chang Yong Park, Sung Jong Park. *Phys. Rev. A*, **70**, 061803(R) (2004).
- Kis Z., Demeter G., Janszky J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 829 (2013)
- Волков А.В., Дружинина Н.А., Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **39**, 917 (2009).
- Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **41**, 1010 (2011).
- Kasapi A., Maneesh Jain, Yin G.Y., Harris S.E. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2447 (1995).
- Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
- DeZafra R.L., Marshall A. *Phys. Rev.*, **170**, 28 (1968).
- Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
- Grobe R., Hioe F.T., Eberly J.H. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 3183 (1994).
- Полужтков И.А., Попов Ю.М., Ройтберг В.С. *Квантовая электроника*, **1**, 757 (1974).
- Ахманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных импульсов. Современные проблемы физики* (М.: Наука, 1988).
- Шен И.Р. *Принципы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1989).
- Hellwarth R.W., Owyong A., George N. *Phys. Rev. A*, **4**, 2342 (1971).
- Wong G.K.L., Shen Y.R. *Phys. Rev. A*, **10**, 1277 (1974).