

УДК 535.2:631.373.8

КОГЕРЕНТНОЕ УСИЛЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

А. Ж. МУРАДЯН, Л. С. ПЕТРОСЯН

НПО «Лазерная техника» при ЕГУ

(Поступила 30 мая 1990 г.)

Вычислено изменение поляризации УКИ света, индуцированное интенсивным эллиптически поляризованным импульсом при их взаимодействии с трехуровневыми атомами среды с каскадным переходом $0-1-0$. Рассмотрена возможность увеличения выходного сигнала (амплитуды повернутой на 90° компоненты пробной волны) посредством модуляции фазы входной волны в соответствии с осцилляциями когерентного нестационарного отклика среды.

Интенсивное поляризованное излучение индуцирует в резонансной среде оптическое двулучепреломление (линейное или круговое), что приводит, в частности, к индуцированному изменению поляризации (ИИП) пробного излучения [1, 2]. Оно лежит в основе одного из важных методов исследования резонансных переходов—поляризационной спектроскопии [3—5] и успешно применяется в газообразных [1, 6, 7] и конденсированных [8—10] средах.

В связи с актуальностью изучения характера протекания процессов при возбуждении среды импульсами пикосекундной и фемтосекундной длительности, работами [11—13] начато последовательное исследование явления ИИП в условиях нестационарного взаимодействия волн со средой. Анализ изменения поляризации проведен для паров щелочных металлов.

В настоящей работе решена задача ИИП УКИ света в резонансной среде с каскадным переходом $0-1-0$. На этой основе рассматривается также возможность увеличения выходного сигнала (амплитуды повернутой на 90° декартовой компоненты пробной волны) методом накопления когерентных нестационарных осцилляций [14], что может иметь важное значение при поляризационных исследованиях слабых переходов.

Электромагнитное поле

$$\vec{E}_{0s}(z, t) = \vec{E}_s(z, t) e^{-i(\omega_s t - k_s z)} + \vec{E}(z, t) e^{-i(\omega t - kz)} + \text{к. с.} \quad (1)$$

состоящее из интенсивного (с частотой ω_s , $k_s = \omega_s/c$) и пробного (с частотой ω , $k = \omega/c$) УКИ света, имеет огибающие $\vec{E}_s(z, t)$ и $\vec{E}(z, t)$, которые являются медленными функциями от z и t по сравнению с экспо-

нентой. Частота пробной волны близка к частоте перехода между основным и первым возбужденным уровнями, а частота интенсивной — между двумя возбужденными уровнями.

Гамильтониан системы в дипольном приближении имеет вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \hat{d} \hat{E}_{os}(z, t), \quad (2)$$

где $\hat{H}_0$ — гамильтониан изолированного атома, $\hat{d}$ — оператор дипольного момента. Волновую функцию представим в виде:

$$\Psi = a \psi_1 e^{-\frac{i}{\hbar} W_1 t} + \sum_m b_m \psi_2(m) e^{-\frac{i}{\hbar} W_2 t + i \varepsilon_1 t} + c \psi_3 e^{-\frac{i}{\hbar} W_3 t + i \varepsilon t}, \quad (3)$$

где $W_{1,2,3}$ — энергия основного (1) и возбужденных (2), (3) состояний изолированного атома, $\varepsilon_1 = (W_2 - W_1)/\hbar - \omega$, $\varepsilon = (W_3 - W_1)/\hbar - (\omega + \omega_s)$ — расстройки однофотонного и двухфотонного резонансов соответственно, m — проекция момента количества движения первого возбужденного состояния. Из уравнения Шредингера для коэффициентов a , b и c получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{a} &= \frac{i}{2\hbar} E^{(-)} b_{+1} \langle \psi_1 | \hat{d}_- | \psi_2(+1) \rangle + \frac{i}{2\hbar} E^{(+)} b_{-1} \langle \psi_1 | \hat{d}_+ | \psi_2(-1) \rangle, \\ \dot{b}_m + i \varepsilon_1 b_m &= \frac{i}{2\hbar} \bar{E} a \langle \psi_2(m) | \hat{d}_+ | \psi_1 \rangle \delta_{m,1} + \\ &+ \frac{i}{2\hbar} E a \langle \psi_2(m) | \hat{d}_- | \psi_1 \rangle \delta_{m,-1} + \frac{i}{2\hbar} E_s^* c \langle \psi_2(m) | \hat{d}_- | \psi_3 \rangle \delta_{m,-1} + \\ &+ \frac{i}{2\hbar} E_s^* c \langle \psi_2(m) | \hat{d}_+ | \psi_3 \rangle \delta_{m,1}, \\ \dot{c} + i \varepsilon c &= \frac{i}{2\hbar} E_s b_{-1} \langle \psi_3 | \hat{d}_+ | \psi_2(-1) \rangle + \\ &+ \frac{i}{2\hbar} E_s b_{+1} \langle \psi_3 | \hat{d}_- | \psi_2(+1) \rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

где $E^{(\pm)} = E_x \pm i E_y$, $\langle \dots | \hat{d} | \dots \rangle$ — матричные элементы соответствующих переходов [15].

Для амплитуд круговых компонент пробной волны укороченные уравнения Максвелла имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial E^{(+)}}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E^{(+)}}{\partial t} &= i \frac{2\pi N \omega}{c} a^* b_{-1} \langle \psi_1 | \hat{d}_+ | \psi_2(-1) \rangle, \\ \frac{\partial E^{(-)}}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E^{(-)}}{\partial t} &= i \frac{2\pi N \omega}{c} a^* b_{+1} \langle \psi_1 | \hat{d}_- | \psi_2(+1) \rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

где N —плотность атомов среды. Из-за ничтожной заселенности возбужденных уровней интенсивная волна не меняет свою форму при распространении и амплитуда E_s является заданной функцией от $\tau = t - z/c$.

Предполагая, что расстройка однофотонного резонанса намного больше спектральной ширины импульсов (т. е. $|\varepsilon_1 b_m| \gg |\dot{b}_m|$) и пренебрегая штарковскими сдвигами возбужденных уровней, из (4) и (5) для $E^{(+)}$ -компоненты пробной волны получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E^{(+)}}{\partial z} = & i \frac{\pi N \omega}{h \varepsilon_1 c} E^{(+)} |\langle \psi_1 | \hat{d}_+ | \psi_2(-1) \rangle|^2 - \frac{\pi N \omega}{4 h^3 \varepsilon_1^2 c} \times \\ & \times [E_s^{(-)} e^{-i\tau} \left(\int_{-\infty}^{\tau} e^{i\tau'} E_s^{(-)} E^{(+)} d\tau' \right) |\langle \psi_2(-1) | \hat{d}_- | \psi_3 \rangle|^2 |\langle \psi_1 | \hat{d}_+ | \psi_2(-1) \rangle|^2 + \\ & + E_s^{(+)} e^{-i\tau} \left(\int_{-\infty}^{\tau} e^{i\tau'} E_s^{(+)} E^{(-)} d\tau' \right) \langle \psi_1 | \hat{d}_+ | \psi_2(-1) \rangle \langle \psi_2(-1) | \hat{d}_- | \psi_3 \rangle \times \\ & \times \langle \psi_3 | \hat{d}_- | \psi_2(+1) \rangle \langle \psi_2(+1) | \hat{d}_+ | \psi_1 \rangle]. \end{aligned} \quad (6)$$

Аналогичным образом получаем уравнение и для компоненты $E^{(-)}$.

Далее, используя формулы Вигнера-Экарта [15] и вводя поляризационные параметры Стокса (η_1 определяет степень поляризации под углом 45° к оси x , η_2 —по кругу, η_3 —вдоль осей x или y) для интенсивной волны, уравнение (6) и аналогичное ему для $E^{(-)}$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial E^{(+)}}{\partial z} = & i q E^{(+)} - \frac{1 + \eta_2}{2} \beta E_s^* e^{-i\tau} \int_{-\infty}^{\tau} e^{i\tau'} E_s^{(+)} E^{(+)} d\tau' - \\ & - \frac{\eta_3 + i\eta_1}{2} \beta E_s^* e^{-i\tau} \int_{-\infty}^{\tau} e^{i\tau'} E_s^{(+)} E^{(-)} d\tau', \\ \frac{\partial E^{(-)}}{\partial z} = & i q E^{(-)} - \frac{1 - \eta_2}{2} \beta E_s^* e^{-i\tau} \int_{-\infty}^{\tau} e^{i\tau'} E_s^{(-)} E^{(-)} d\tau' - \\ & - \frac{\eta_3 - i\eta_1}{2} \beta E_s^* e^{-i\tau} \int_{-\infty}^{\tau} e^{i\tau'} E_s^{(+)} E^{(+)} d\tau'. \end{aligned} \quad (7)$$

$$\text{Здесь } q = \frac{2\pi N \omega |d_1|^2}{3 h \varepsilon_1 c}, \quad \beta = \frac{2\pi N \omega |d_1|^2 |d_2|^2}{9 h^3 \varepsilon_1^2 c},$$

где d_1, d_2 —приведенные матричные элементы переходов $a \rightarrow b$, $b \rightarrow c$ соответственно.

Преобразование Лапласа по переменной z позволяет привести (7) к системе двух дифференциальных уравнений первого порядка с перемен-

ными коэффициентами [16]. Решив их и совершив обратное преобразование к переменной z , имеем

$$\begin{aligned}
 E^{(+)}(z, \tau) &= e^{iqz} \left\{ E^{(+)}(0, \tau) - \frac{\eta_3 + i\eta_1}{2} E_s^*(\tau) \sqrt{\beta z} e^{-i\tau z} \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' e^{i\tau\tau'} \times \right. \\
 &\times E_s(\tau') \left[\frac{\eta_3 - i\eta_1}{1 - \eta_2} E^{(+)}(0, \tau') + E^{(-)}(0, \tau') \right] \frac{J_1(2\sqrt{\beta z}[\pi(\tau) - \pi(\tau')])}{\sqrt{\pi(\tau) - \pi(\tau')}} \Bigg\}, \\
 E^{(-)}(z, \tau) &= e^{iqz} \left\{ E^{(-)}(0, \tau) - \frac{1 - \eta_2}{2} E_s^*(\tau) \sqrt{\beta z} e^{-i\tau z} \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' e^{i\tau\tau'} \times \right. \\
 &\times E_s(\tau') \left[\frac{\eta_3 - i\eta_1}{1 - \eta_2} E^{(+)}(0, \tau') + E^{(-)}(0, \tau') \right] \frac{J_1(2\sqrt{\beta z}[\pi(\tau) - \pi(\tau')])}{\sqrt{\pi(\tau) - \pi(\tau')}} \Bigg\}, \\
 \pi(z) &= \int_{-\infty}^z |E_s(\tau')|^2 d\tau',
 \end{aligned} \quad (8)$$

$J_1(x)$ — функция Бесселя.

Выражения (8) представляют круговые компоненты пробного УКИ на выходе из среды после их взаимодействия с интенсивным импульсом произвольной поляризации.

Пусть, теперь пробная волна на входе в среду имеет линейную поляризацию по оси x , т. е. $E_x(0, \tau) = E(0, \tau)$, $E_y(0, \tau) = 0$. Тогда декартовые компоненты пробного импульса на выходе из среды представляются в виде

$$\begin{aligned}
 E_x(z, \tau) &= e^{iqz} \left\{ E(0, \tau) - \frac{1 + \eta_3}{2} E_s(\tau) \sqrt{\beta z} e^{-i\tau z} \times \right. \\
 &\times \int_{-\infty}^{\tau} e^{i\tau\tau'} E_s(\tau') E(0, \tau') \frac{J_1(2\sqrt{\beta z}[\pi(\tau) - \pi(\tau')])}{\sqrt{\pi(\tau) - \pi(\tau')}} d\tau' \Bigg\}, \\
 E_y(z, \tau) &= \frac{e^{iqz}}{2i} \left\{ -(\eta_2 + i\eta_1) E_s^*(\tau) \sqrt{\beta z} e^{-i\tau z} \times \right. \\
 &\times \int_{-\infty}^{\tau} e^{i\tau\tau'} E_s(\tau') E(0, \tau') \frac{J_1(2\sqrt{\beta z}[\pi(\tau) - \pi(\tau')])}{\sqrt{\pi(\tau) - \pi(\tau')}} d\tau' \Bigg\}.
 \end{aligned} \quad (9)$$

Они существенно упрощаются в случае подобных импульсов ($E_s^*(\tau) = E_s(\tau) = \text{const} \cdot E(0, \tau)$) и точного двухфотонного резонанса ($\varepsilon = 0$):

$$\begin{aligned}
 E_x(z, \tau) &= e^{iqz} E(0, \tau) \left\{ 1 - \frac{1 + \eta_3}{2} \left[1 - J_0(2\sqrt{\beta z \pi(\tau)}) \right] \right\}, \\
 E_y(z, \tau) &= \frac{e^{iqz}}{2i} E(0, \tau) (\eta_2 + i\eta_1) [J_0(2\sqrt{\beta z \pi(\tau)}) - 1].
 \end{aligned} \quad (10)$$

Часто в эксперименте измеряется полная выходная энергия повернутой на 90° компоненты пробной волны

$$W_y = \frac{c}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |E_y(z, \tau)|^2 d\tau.$$

Подставляя (10) в это выражение и вычислив интегралы, будем иметь

$$W_y = \frac{W_0}{4} (1 - \eta_3^2) \left\{ 1 - \frac{2J_1(2\sqrt{B_0})}{\sqrt{B_0}} - J_0^2(2\sqrt{B_0}) + J_1^2(2\sqrt{B_0}) \right\},$$

где W_0 — полная энергия пробного импульса на входе в среду, $B_0 = \frac{2\pi}{c} W_s \beta z$ — единственный, фактически, физический параметр, описывающий эффективность взаимодействия. Общие закономерности изменения параметров поляризации аналогичны случаю переходов в парах щелочных металлов, подробный анализ которых можно найти в [11].

В тех же предположениях решена также задача, когда пробная волна связывает возбужденные уровни, а сильная — основной и первый возбужденный уровни. В этом случае получаются те же результаты, что и выше, с подстановкой $q \rightarrow 0$, $|d_1|^2 \leftrightarrow |d_2|^2$.

Применим теперь метод скопления когерентных осцилляций [14] для усиления ИИП пробного УКИ света на рассматриваемом каскадном переходе. Для простоты предположим, что в (9) интенсивная волна квазимонохроматическая (амплитуда не зависит от τ) и $\varepsilon = 0$. Тогда $\pi(\tau) - \pi(\tau') = |E_s|^2(\tau - \tau')$,

$$E_y(z, \tau) = - \frac{(\gamma_2 + i\eta_1) e^{i q z}}{2i} \alpha \int_{-\infty}^{\tau} E(0, \tau') \frac{J_1(2\sqrt{\alpha(\tau - \tau')})}{\sqrt{\alpha(\tau - \tau')}} d\tau', \quad (11)$$

где $\alpha = \beta z |E_s|^2$.

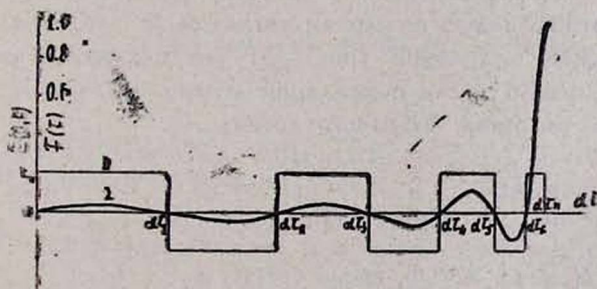


Рис. 1. Графики зависимости $F(\tau) = J_1(2\sqrt{\alpha(\tau_n - \tau)})/\sqrt{\alpha(\tau_n - \tau)}$

(I) и $E(0, \tau)$ (II) от параметра $\alpha\tau$:

$\alpha\tau_1 = 33,31$; $\alpha\tau_2 = 61,68$; $\alpha\tau_3 = 85,13$; $\alpha\tau_4 = 103,63$;

$\alpha\tau_5 = 117,2$; $\alpha\tau_6 = 125,83$; $\alpha\tau_7 = \alpha\tau_8 = 129,5$.

Входной импульс модулирован в соответствии с осцилляциями функции $F(\tau)$.

Как видно из (11), подынтегральное выражение состоит из осцилляционного множителя $F(\tau') = J_1(2\sqrt{\alpha(\tau - \tau')}) / \sqrt{\alpha(\tau - \tau')}$ и амплитуды пробной волны на входе в среду. Если изменять знак амплитуды (т. е. менять фазу на 180°) входной волны одновременно со знаком указанной функции, то подынтегральное выражение будет сохранять знак, и поэтому значение интеграла и, соответственно, значение повернутой на 90° компоненты пробной волны E_y на выходе будет больше, чем без такой модуляции. В этом и заключается суть метода накопления нестационар-

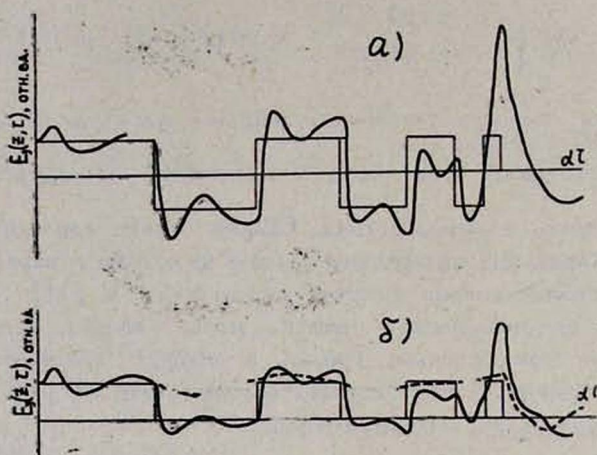


Рис. 2. Форма импульса на выходе из среды при фазовой модуляции (а), амплитудной модуляции (б). Пунктирная линия на рис. 2б представляет форму импульса на выходе из среды без модуляции входного прямоугольного импульса.

ных осцилляций. Наглядная иллюстрация вышесказанного приведена на рис. 1. Здесь длительность пробного импульса равна семи осцилляциям функции $F(\tau')$. На рис. 2 показана форма импульса на выходе из среды в случае модуляции фазы входного импульса на 180° (а) и случае модуляции амплитуды до нулевого значения без изменения знака (б). В первом случае, в момент времени $\tau = \tau_n$ получено увеличение амплитуды в 4,2 раза по отношению с выходным сигналом без модуляции. В случае чисто амплитудной модуляции (рис. 2б) это отношение равно 2,1. С накоплением большего числа осцилляций можно получить соответствующее увеличение усиления выходного сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М. и др. ЖЭТФ, 68, 44 (1975).
2. Liao P. F., Bjorklund G. C. Phys. Rev., A, 15, 44 (1977).
3. Wiseman C., Hansch T. W. Phys. Rev. Lett., 36, 1170 (1976).
4. Stert V., Fischer R. Appl. Phys., 17, 151 (1976).
5. Войтович А. П. ЖПИС, 27, 996 (1982).
6. Арутюнян В. М., Адонц Г. Г. Опт. и спектр., 46, 809 (1979).
7. Takubo Y., Hara M., Shimazu Appl. Phys., B27, 141 (1982).

8. Буров А. И., Ганчеренко И. И. ЖПС, 45, 861 (1986).
9. Поляков А. А., Трухин В. Н., Ярошецкий И. Д. Письма в ЖТФ, 8, 1018 (1982).
10. Арутюнян В. М. и др. Опт. и спектр. 53, 459 (1985).
11. Арутюнян В. М., Мурадян А. Ж., Петросян Л. С. Опт. и спектр. 59, 643 (1985).
12. Arutunyan V. M., Muradyan A. Zh., Petrosyan L. S. Optica Acta, 33, 1051 (1986).
13. Арутюнян В. М. и др. Изв. АН Армении, Физика, 21, 160, (1986).
14. Segard B., Zemmouri I., Macke B. Europhysics Letters, 4, 47 (1987).
15. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Изд. Наука, М., 119 и 505, 1974.
16. Калке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. Изд. Наука, М., 534, 1975.

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅԱՆ ԿՈԶԵՐԵՆՏ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՄԸ ՈՉ ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱԿՆԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Լ. Ս. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Հաշվարկված է դերկարճ լուսային իմպուլսի բևեռացման փոփոխությունը որը ինդուցվում է էլիպտիկ բևեռացված ինտենսիվ իմպուլսի կողմից միջավայրի եռամակարդակ 0—1—0 անցումների հետ փոխադրվածության հետևանքով: Քննարկված է կլթային ազդանշանի ուժեղացման հնարավորությունը ի հաշիվ մուտքում փորձնական իմպուլսի արժեքի մոդուլացման, որը համապատասխան է միջավայրի բևեռացվածության ոչ ստացիոնար-կոհերենտ օսցիլյացիաների հետ:

COHERENT AMPLIFICATION OF POLARIZATION CHANGE UNDER TRANSIENT CONDITIONS OF RESONANT INTERACTION

A. ZH. MURADYAN, L. S. PETROSYAN

The change of polarization of ultrashort pulses of light induced by an intense elliptically polarized wave at their interaction with three-level atoms of medium was calculated. The possibility of amplification of output signal by means of the modulation of output wave phase in accordance with oscillations of coherent response of the medium is considered.

Изв. АН Армении, Физика, т. 26, вып. 2, 61—66 (1991)

УДК 621.373.5

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ОБЛАСТИ ЭКСИТОННОГО РЕЗОНАНСА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ С КВАНТОВЫМИ РАЗМЕРНЫМИ СЛОЯМИ (МГ КРС)

А. Г. АЛЕКСАНИЯН, А. Г. АЛЕКСАНИЯН, Г. С. НИКОГОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 28 августа 1990 г.)

Рассматривается нелинейное поглощение в МГ КРС с учетом экранирования кулоновского взаимодействия электрона и дырки неравновес-