

УДК 539.182

ИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ
КОГЕРЕНТНОГО УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА СВЕТА
В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ

А. Ж. МУРАДЯН, Л. С. ПЕТРОСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 27 марта 1985 г.)

Рассмотрено изменение поляризации ультракороткого импульса (УКИ) света полем интенсивного УКИ в резонансной среде. Показано, что входная линейная поляризация пробного УКИ в среде превращается в эллиптическую с быстро меняющимися эксцентриситетом и направлением главных осей. Вычислена энергия повернутой на 90° компоненты пробного импульса на выходе среды. Характер зависимости изменения поляризации от энергии накачки и плотности среды существенно меняется при переходе от малых расстройек резонанса к большим.

Нестационарный характер распространения когерентных ультракоротких импульсов света в резонансной среде изучен достаточно хорошо. Однако возможные изменения поляризации УКИ при этом не рассматривались. Среди них привлекает внимание резонансный поворот плоскости поляризации пробного излучения [1]. Это явление связано с оптической анизотропией, индуцированной интенсивным поляризованным излучением. Благодаря своей высокой чувствительности, оно широко применяется в спектроскопии газовых [2—8] и конденсированных [10—13] сред.

Возможности поляризационного метода в изучении быстрых процессов столь же широки, как и в обычной (стационарной) спектроскопии. Для выяснения этих возможностей следует прежде всего выяснить основные особенности нестационарного изменения поляризации УКИ в резонансных условиях. Этому и посвящена настоящая работа. Рабочей средой выбраны пары щелочных металлов.

Ниже будет рассмотрен случай, когда слабый зондирующий импульс резонансно связывает основное состояние ($nS_{1/2}$) атома с первым из возбужденных состояний ($nP_{1/2}$), а интенсивный импульс круговой поляризации — состояние $nP_{1/2}$ с более высоким возбужденным состоянием $n'S_{1/2}$. Считается, что расстройка резонанса сильного поля больше ее спектральной ширины. При выбранной схеме взаимодействия сильная волна проходит через среду без изменения. Поэтому ее амплитуда E_s есть заданная функция от $t = t - z/c$, где z — координата, вдоль которой распространяются сильная и зондирующая волны. Прохождение зондирующего импульса имеет нестационарный характер и без наличия сильного УКИ, но такая нестационарность сама по себе не приводит к поляризационным из-

менениям. Оптическая анизотропия появляется из-за высокочастотного штарковского смещения магнитных подуровней в поле сильного УКИ.

Совместное решение уравнений Шредингера и Максвелла в указанных выше условиях приводит к следующим выражениям для декартовых компонент электрического вектора зондирующего излучения:

$$E_y(z, \tau) = \frac{V \sqrt{pz}}{2i} \int_{-\infty}^{\tau} e^{-i\epsilon_1(\tau-\tau')} E(0, \tau') \frac{J_1(2\sqrt{pz(\tau-\tau')})}{\sqrt{\tau-\tau'}} \times \\ \times [e^{i\alpha[\Pi(\tau)-\Pi(\tau')]} - 1] d\tau', \quad (1)$$

$$E_x(z, \tau) = E(0, \tau) - \frac{V \sqrt{pz}}{2} \int_{-\infty}^{\tau} e^{-i\epsilon_1(\tau-\tau')} E(0, \tau') \frac{J_1(2\sqrt{pz(\tau-\tau')})}{\sqrt{\tau-\tau'}} \times \\ \times [e^{i\alpha[\Pi(\tau)-\Pi(\tau')]} + 1] d\tau'. \quad (2)$$

Здесь $E(0, \tau)$ — амплитуда зондирующей волны на входе в среду, $J_1(x)$ — функция Бесселя; введены также следующие обозначения:

$$p = \frac{\pi N_0 |d_1|^2}{3\hbar c}, \quad \alpha = \frac{|d_2|^2}{6\hbar^2 c^2}, \quad \Pi(\tau) = \int_{-\infty}^{\tau} |E_s(\tau')|^2 d\tau', \quad (3)$$

N — плотность атомов, $\epsilon = (\omega_2 + \omega_1) - (\omega + \omega_s) \approx \omega_2 - \omega_s$ — расстройка двухфотонного резонанса, $\epsilon_1 = \omega_1 - \omega$ — расстройка однофотонного резонанса, $d_{1,2}$ и $\omega_{1,2}$ — приведенные матричные элементы и частоты переходов $nS_{1/2} - nP_{1/2}$ и $nP_{1/2} - n'S_{1/2}$.

Из (1) и (2) следует, что при когерентном нестационарном прохождении зондирующего УКИ через оптически анизотропную среду его компоненты E_x, y становятся комплексными, причем их относительная фаза становится зависящей от времени. Это означает, что входная линейная поляризация превращается в эллиптическую и вид этого эллипса все время меняется. Возникновение эллиптической поляризации с временными осцилляциями является основным следствием нестационарности взаимодействия. Совместно с разбиением зондирующего импульса на субимпульсы оно приводит к коренному по отношению к стационарному случаю изменению закономерностей образования перпендикулярной компоненты E_y .

Численный анализ полученных выражений (1) и (2) показывает, что образованный в среде эллипс поляризации может деформироваться до круга, менять местами свои главные полуоси, поворачиваться относительно лабораторных осей x, y . Зависимость угла θ поворота главных осей эллипса от $\tau (\leq \tau_n)$ для нескольких значений энергии накачки и расстройки резонанса приведена на рис. 1. Обратим внимание на то, что направление поворота эллипса поляризации меняется при малых τ .

Пусть имеют место условия $|pz/(\epsilon_1 - \alpha|E_s|^2)| \ll 1$, $|pz/\epsilon_1| \ll 1$, которые можно интерпретировать как случаи малых длин и плотностей среды или больших расстройек резонанса. Например, при $N = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $z = 10 \text{ см}$, $I_s = 10^9 \text{ Вт/см}^2$ эти условия достаточно хорошо выполняются,

начиная со значения расстройки $\varepsilon_1 \approx 10 \text{ см}^{-1}$. Тогда для эксцентриситета Δ и угла поворота θ эллипса поляризации получаем

$$\Delta \approx 1, \quad (4)$$

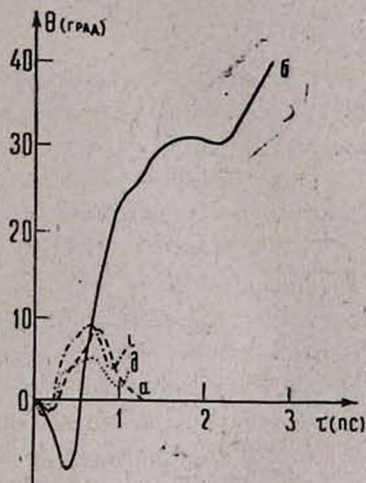
$$\text{tg } 2\theta = \left(\frac{pz}{\delta} \cos \delta\tau - \frac{pz}{\varepsilon_1} \cos \varepsilon_1\tau \right) \frac{J_1(2\sqrt{pz\tau})}{\sqrt{pz\tau}} + \left(\frac{pz}{\varepsilon_1} - \frac{pz}{\delta} \right) \quad (5)$$

при $0 \leq \tau \leq \tau_n$,

$$\begin{aligned} \text{tg } 2\theta = & \left(\frac{pz}{\delta} \cos [\varepsilon_1(\tau - \tau_n) + \delta\tau_n] - \frac{pz}{\varepsilon_1} \cos \varepsilon_1\tau \right) \frac{J_1(2\sqrt{pz\tau})}{\sqrt{pz\tau}} + \\ & + \left(\frac{pz}{\varepsilon_1} - \frac{pz}{\delta} \right) \cos [\varepsilon_1(\tau - \tau_n)] \frac{J_1(2\sqrt{pz(\tau - \tau_n)})}{\sqrt{pz(\tau - \tau_n)}} \end{aligned} \quad (6)$$

при $\tau > \tau_n$, где $\delta = \varepsilon_1 - \alpha |E_s|^2$.

Рис. 1. Зависимость угла θ поворота главных осей эллипса от τ ($< \tau_n$): а) $\varepsilon_1 = 28 \text{ см}^{-1}$, $pz = 2,15 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$, интенсивность накачки $I_s = 4 \text{ ГВт/см}^2$; б) $\varepsilon_1 = 5,6 \text{ см}^{-1}$, $pz = 2,15 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$, $I_s = 4 \text{ ГВт/см}^2$; в) $\varepsilon_1 = 28 \text{ см}^{-1}$, $pz = 4,3 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$, $I_s = 4 \text{ ГВт/см}^2$; г) $\varepsilon_1 = 28 \text{ см}^{-1}$, $pz = 4,3 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$, $I_s = 2 \text{ ГВт/см}^2$.



Условие (4) показывает, что при малых Nz (или больших ε_1 , δ) возникшей в среде эллиптичностью поляризации можно пренебречь и говорить о повороте плоскости поляризации.

Выбор малых значений плотности или длины среды подавляет развитие нестационарных особенностей, и вопрос о том, будут ли эти особенности в конечном счете ощутимыми, зависит от значения параметра нелинейности взаимодействия. При малых нелинейностях ($\alpha |E_s|^2 \ll \varepsilon_1$, малые интенсивности или большие расстройки) нестационарный характер взаимодействия не развивается в набеге фаз зондирующего излучения. В результате закономерности изменения поляризации получаются аналогичными соответствующим закономерностям стационарной теории.

Обычно на эксперименте непосредственно измеряется полная выходная энергия повернутой на 90° компоненты зондирующей волны:

$$W_y = \frac{c}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |E_y(z, \tau)|^2 d\tau. \quad (7)$$

Для рассматриваемого случая

$$W_y = \frac{W}{4} \left\{ pz \left[\left(\frac{1}{\varepsilon_1} - \frac{1}{\delta} \right)^2 + \left(\frac{1}{\varepsilon_1^2} + \frac{1}{\delta^2} \right) \right] - \frac{2pz}{\delta \varepsilon_1} R(\tau_n) - 2(pz)^2 \times \right. \\ \times \frac{J_1(2\sqrt{pz\tau_n})}{\sqrt{pz\tau_n}} \left(\frac{1}{\delta} - \frac{1}{\varepsilon_1} \right) \left(\frac{\sin \delta \tau_n}{\delta^2} - \frac{\sin \varepsilon_1 \tau_n}{\varepsilon_1^2} \right) + p^2 z^2 \left(\frac{1}{\delta} - \frac{1}{\varepsilon_1} \right)^2 \tau_n \\ \left. - \frac{2pz}{\varepsilon_1 \delta} \cos [(\varepsilon_1 - \delta) \tau_n] [J_0^2(2\sqrt{pz\tau_n}) + J_1^2(2\sqrt{pz\tau_n})] - \right. \\ \left. - 2pz \left(\frac{1}{\delta} - \frac{1}{\varepsilon_1} \right) \left(\frac{\cos \delta \tau_n}{\delta} - \frac{\cos \varepsilon_1 \tau_n}{\varepsilon_1} \right) \frac{J_1(2\sqrt{pz\tau_n})}{\sqrt{pz\tau_n}} \right\}, \quad (8)$$

где W — полная входная энергия зондирующего импульса,

$$R(\tau_n) = \int_0^{\tau_n} \frac{1}{\tau} J_1(2\sqrt{pz\tau}) \cos [(\delta - \varepsilon_1) \tau] d\tau. \quad (9)$$

Численные расчеты показывают, что для пикосекундных импульсов света нестационарный отклик среды при $\tau > \tau_n$ быстро зануляется и в энергию W_y дает второстепенный вклад.

При невыполнении условий $|pz/\varepsilon_1| \ll 1$, $|pz/\delta| \ll 1$ нестационарность взаимодействия развивается достаточно и всякая аналогия со стационарным случаем исчезает. Пусть между значениями параметров имеет место соотношение $|pz/\delta| \gg 1 \gg \sqrt{\delta \tau_n} / \sqrt{pz/\delta}$ — условие больших длин и плотностей резонансной среды при небольших нелинейностях. Расчеты показывают, что с изменением параметров волн и среды угол поворота θ и эксцентриситет Δ эллипса поляризации претерпевают сложные нерегулярные осцилляции.

Для энергии повернутой компоненты W_y получаем

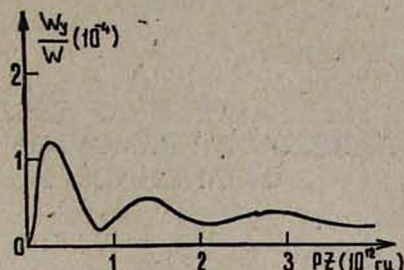
$$W_y = \frac{W}{2} (\delta - \varepsilon_1)^2 \tau_n^2 \left\{ \frac{J_1^2(u) + J_0^2(u)}{10} + \frac{2J_0(u)J_1(u)}{5u} + \right. \\ \left. + \frac{4J_0^2(u) - 28J_1^2(u)}{15u^2} + \frac{2J_0(u)[5J_0(u) - 8J_1(u)]}{15u^3} + \right. \\ \left. + \frac{8J_1(u)[2J_1(u) - 5J_0(u)]}{15u^4} + \frac{8J_1^2(u)}{3u^5} \right\}, \quad (10)$$

где $u = 2\sqrt{pz\tau_n}$. График зависимости W_y от pz ($\sim Nz$) приведен на рис. 2. С увеличением Nz отношение W_y/W сперва растет по квадратичному закону, далее насыщается и, осциллируя, медленно стремится к нулю. Заметим, что в стационарной теории имеет место лишь квадратичный закон роста.

В (10) зависимость W_y от энергии (интенсивности) сильного импульса является квадратичной, и это связано с предположением о малых нелинейностях: $(\varepsilon_1 - \delta) \tau_n = \alpha |E_s|^2 \tau_n \ll 1$. К сожалению, область больших нелинейностей $\alpha |E_s|^2 \tau_n > 1$ (при $|pz/\varepsilon_1| \gg 1$) не поддается аналитическому исследованию. Численные расчеты показывают, что зависимость

W_y от интенсивности накачки напоминает зависимость от Nz : квадратичный рост чередуется с ощутимыми осцилляциями, которые при больших нелинейностях сглаживаются.

Рис. 2. Зависимость отношения W_y/W от pz при условиях $|pz/\varepsilon_1| \gg 1$ и $\alpha |E_s|^2 \tau_{\text{н}} \ll 1$.



ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М. и др. ЖЭТФ, 68, 44 (1975).
2. Wileman C., Hansh T. W. Phys. Rev. Lett., 36, 1170 (1976).
3. Арутюнян В. М., Адонц Г. Г., Шахназарян Н. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 234 (1976).
4. Liao P. F., Bjorkland G. C. Phys. Rev., A15, 2009 (1977).
5. Keller J.-C., Delsart C. Opt. Commun., 20, 147 (1977).
6. Адонц Г. Г., Кочарян А. М. Оптика и спектроскопия, 40, 719 (1976).
7. Шалагин А. М. ЖЭТФ, 73, 99 (1977).
8. Kaftandjian V. P., Talin B., Klein L. J. de Physique, 40, 1037 (1979).
9. Арутюнян В. М. и др. Тезисы докладов IX Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, Л., 1978, ч. II, с. 44.
10. Shank C. V., Ippen E. P. Appl. Phys. Lett., 26, 62 (1975).
11. Буров А. И., Саржевский А. М. ДАН БССР, 26, 325 (1982).
12. Makoto K., Tsuneyoshi M., Nobukata N. Opt. Commun., 40, 208 (1982).
13. Арутюнян В. М. и др. Изв. АН СССР, серия физическая, 47, 1627 (1983).
14. Ватсон Г. Н. Теория бесселевых функций, ч. I. Изд. ИЛ, М., 1949.

ԿԵՐԿԱՐՃ ԼՈՒՍԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԻՆԴՈՒԿՑՎԱՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆԸ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Լ. Ս. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Դիտարկված է գերկարճ լուսային իմպուլսի (ԳԿԻ) բևեռացման փոփոխությունը մեկ ուրիշ, ինտենսիվ ԳԿԻ դաշտում: Իմպուլսները տարածվում են ռեզոնանսային միջավայրում համընթաց կերպով: Ստացված է, որ զոնդավորող ԳԿԻ մուտքի գծային բևեռացումը միջավայրում ձևափոխվում է էլիպտիկի: Հաշվված է իմպուլսի պտտված բաղադրիչի էներգիան միջավայրի ելքում: Բևեռացման փոփոխությունների բնույթը էապես փոխվում է, երբ անցում է կատարվում փոքր ռեզոնանսային ապալարքերից մեծերին:

INDUCED CHANGE OF POLARIZATION OF A COHERENT ULTRASHORT LIGHT PULSE IN A RESONANCE MEDIUM

A. ZH. MURADYAN, L. S. PETROSYAN

The change of ultrashort light pulse polarization in a resonance medium is theoretically investigated. The optical anisotropy is induced by an intense pulse of circular polarization. It is shown that due to the interaction nonstationarity near the resonance, the linear polarization of the probe radiation in the medium turns into the elliptical one with changing parameters. This leads, in its turn, to the oscillation dependence of the rotated component of probe field on the pumping energy, on the length and density of the medium. At the increase of resonance detuning the regularities of polarization changes approach those of the stationary case.