

ИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ
В ПОЛЕ ИНТЕНСИВНОЙ ВОЛНЫ ОГРАНИЧЕННЫХ
ПОПЕРЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ В РЕЖИМЕ
СТАЦИОНАРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

А. Ж. МУРАДЯН, А. С. ПЕТРОСЯН

НПО «Лазерная техника» при ЕГУ

(Поступила в редакцию 3 апреля 1990 г.)

Исследовано индуцированное изменение поляризации светового пучка в среде с переходами $1/2-1/2-1/2$. Учтены релаксационные процессы. Показано, что нелинейная рефракция и нелинейное поглощение приводят к превращению входной линейной поляризации пробной волны в эллиптическую.

Хорошо известно, что поляризованное лазерное излучение индуцирует в среде оптическую анизотропию, приводящую, в частности, к повороту плоскости поляризации пробного излучения. Учет конечности поперечных размеров лазерного излучения в светоиндуцированном изменении поляризации проведен в [1, 2]. Показано, что из-за индуцированного поперечного градиента показателя преломления входная линейная поляризация пробного излучения превращается в эллиптическую, причем параметры эллипса, помимо продольной координаты распространения, зависят также от поперечных координат. Расчеты были проведены для адиабатического режима. В настоящем сообщении представляем результаты аналогичных расчетов для случая стационарного взаимодействия (с учетом релаксационных процессов). Рассматривается та же самая схема взаимодействия с каскадным переходом $\frac{1}{2} - \frac{1}{2} - \frac{1}{2}$, ко-

гда интенсивная волна взаимодействует с возбужденным переходом $\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$, а пробная — с переходом $\frac{1}{2} - \frac{1}{2}$ из основного состояния.

Для круговых компонент $E^{\pm} = E_x \pm iE_y$ пробного излучения на выходе из среды получаем

$$E^{(-)}(z, x) = E_0 \exp \left[i \frac{qz}{z_1 + i\gamma_{12}} + i \frac{\beta |E_s|^2 z}{(z_1 - i\gamma_{12})^2 (z - i\gamma_{13})} \right] \times \\ \times \frac{w \cdot \exp \left[-\frac{w^2 x^2}{2} \left(\frac{iw^2 \sin(w^2 z/k) + 2a^2 \cos(w^2 z/k)}{w^2 \cos(w^2 z/k) + 2ia^2 \sin(w^2 z/k)} \right) \right]}{\sqrt{w^2 \cos(w^2 z/k) + 2ia^2 \sin(w^2 z/k)}}, \quad (1)$$

$$E^{+}(z, x) = E_0 \exp \left[i \frac{qz}{z_1 + i\gamma_{12}} \right] \frac{\exp \left(-\frac{a^2 x^2}{1 + 2ia^2 z/k} \right)}{\sqrt{1 + 2ia^2 z/k}}, \quad (2)$$

$q = \pi N \omega / d_1^2 / 3hc$, $\beta = \pi N \omega / d_1^2 d_2^2 / 18h^3 c$, N — плотность резонансных атомов, $d_{1,2}$ — приведенные матричные элементы переходов $\varepsilon_1 = \omega_{21} - \omega$, $\varepsilon = (\omega_{23} + \omega_{21}) - (\omega_s + \omega)$ — расстройки однофотонного и двухфотонного резонансов, ω и ω_s — частоты пробного и интенсивного излучений соответственно, γ_{12} и γ_{13} — релаксационные постоянные, α и α^{-1} — ширины интенсивного и пробного пучков, E_s — амплитуда напряженности интенсивного пучка, $k = \omega/c$,

$$\omega = \left[2k \frac{\beta}{(\varepsilon_1 - i\gamma_{12})^2 (\varepsilon - i\gamma_{13})} |E_s|^2 \frac{1}{\alpha^2} \right]^{1/4}. \quad (3)$$

При $\gamma_{12} = \gamma_{13} = 0$ полученные формулы переходят в соответствующие выражения работы [1].

Характер распространения $E^{(-)}$ компоненты пробной волны зависит от того, действительна или мнимая величина ω^2 . При вещественной ω^2 (положительный знак двухфотонного резонанса ε) среда приобретает фокусирующее свойство и поперечные размеры пробного пучка ($E^{(-)}$ компоненты) осциллируют по мере распространения. В случае мнимой величины ω^2 среда становится дефокусирующей и поперечные размеры пучка монотонно увеличиваются.

Из выражения (3) видно, что в рассматриваемом режиме $\omega^2 = J_1 + iJ_2$ и имеет как действительную, так и мнимую части. Это означает, что при учете релаксационных процессов поперечные размеры $E^{(-)}$ компоненты осциллируя увеличиваются. Сказанное проиллюстрировано на рис. 1, где представлена зависимость ширины пучка от длины прохож-

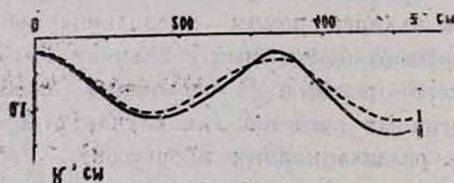


Рис. 1. Зависимость ширины пучка от длины распространения: $\varepsilon_1 = 1,15 \cdot 10^{14}$ Гц, $\varepsilon = 3,5 \cdot 10^{10}$ Гц, $\gamma_{12} = 1,35 \cdot 10^{10}$ с $^{-1}$, $N = 4,5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, $\beta = 4,6 \cdot 10^{32}$ см 3 с/эрг, $|E_{s0}|^2 = 10^4$ эрг/см 2 , $\alpha = 50$ см $^{-1}$, $\alpha = 0,15$ см, $k = 10^6$ см $^{-1}$, $\gamma_{13} = 10^8$ с $^{-1}$ (кривая I) и 10^6 с $^{-1}$ (кривая II).

дения для двух значений γ_{13} . Видно, что при увеличении γ_{13} расширение усиливается.

В [1, 2] мы получили, что в режиме адиабатического следования превращение входной линейной поляризации в эллиптическую (в поле поперечно ограниченного интенсивного излучения) обусловлено исключительно нелинейной рефракцией. Линейность поляризации пробной волны сохраняется на длинах намного короче рефракционной длины. В данном случае эта длина, которую можно вывести из (1)–(3), представляется в виде

$$z_{\text{реф}} = \frac{\pi \alpha / E_s}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}}, \quad (4)$$

где

$$\sigma_1 = \frac{2\beta [\varepsilon (\varepsilon_1^2 - \gamma_{12}^2) - 2\varepsilon_1 \gamma_{12} \gamma_{13}]}{(\varepsilon_1^2 + \gamma_{12}^2)^2 (\varepsilon^2 + \gamma_{13}^2) k}, \quad \sigma_2 = \frac{2\beta [\gamma_{13} (\varepsilon_1^2 - \gamma_{12}^2) + 2\varepsilon \varepsilon_1 \gamma_{12}]}{(\varepsilon_1^2 + \gamma_{12}^2)^2 (\varepsilon^2 + \gamma_{13}^2) k}.$$

На рис. 2 представлена зависимость повернутой на 90° компоненты пробной волны $I_y = \frac{c}{2\pi} \int |E_y(z, x)|^2 dx$ от длины прохождения для ряда

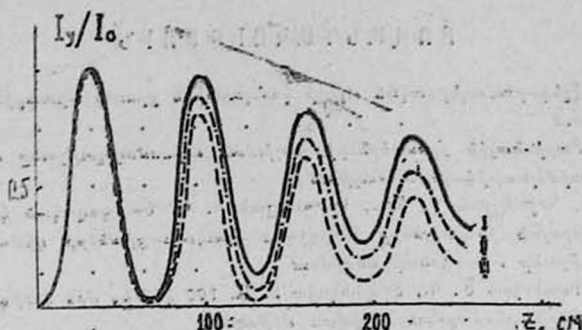


Рис. 2. Зависимость интенсивности повернутой компоненты пробного излучения от длины прохождения: $\gamma_{12} = \gamma_{13} = 0$ (кривая 1), $\gamma_{13} = 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\gamma_{12} = 1,35 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (кривая II), $\gamma_{13} = 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\gamma_{12} = 1,35 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (кривая III). Значения остальных параметров те же, что и на рис. 1.

значений γ_{12} , γ_{13} . При увеличении релаксационных постоянных происходит спад индуцированного поворота поляризации, обусловленный усилением линейного и нелинейного поглощений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Джотян Г. П., Мурадян А. Ж., Петросян Л. С. Оптика и спектр., 62 392 (1987).
2. Арутюнян В. М., Мурадян А. Ж., Петросян Л. С. Журн. прикл. спектр. 47, 583 (1987).

ԲԵՎԵՌԱՅՄԱՆ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆԸ ՎԵՐՋԱՎՈՐ ԼԱՅՆՈՒԹՅԱՆ
ԼԱՋԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԵՎ ՍՏԱՑՈՆԱՐ
ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Լ. Ս. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Տեսակետներն ուսումնասիրված է հետազոտող լուսային ճառագայթի բեռնազման փոփոխությունը վերջավոր լայնական չափեր ունեցող ինտենսիվ լազերային ճառագայթման դաշտում շաշվի են առնված նաև ուղաբաղման երևույթները, Որպես ուղղանկյուն միջավայր ընտրված են $1(2-1/2-1)2$ օպտիկական անցումով համակարգակ առումական զազերը, ճառագայթի բեռնազմում միջավայրում գծայինից վերածվում է էլիպսայինի, վերջինս պայմանավորված ոչ գծային ուղեբաղման (երկրեկում) և կլանման (զերբոլում) երևույթներով:

INDUCED CHANGE OF POLARIZATION IN THE FIELD OF INTENSE WAVE OF LIMITED TRANSVERSE DIMENSIONS AT STEADY-STATE INTERACTIONS

A. Zh. MURADYAN, L. S. PETROSYAN

An induced change of the polarization of a beam of light in the field of intense wave was investigated theoretically taking into account the relaxation processes in media with $1/2-1/2-1/2$ transitions. It is shown that the nonlinear relaxation and nonlinear absorption cause the change of initial linear polarization of the probe wave to the elliptical one.