AN EXPERIMENTAL OBSERVATION OF THE AMPLIFICATION OF POLARIZATION PLANE ROTATION AND OF POLARIZATION AZIMUTH STABILIZATION

M. A. GANAPETYAN, A. H. GEVORGYAN, H. S. ERITSYAN, G. H. NINOYAN

The results of an experimental observation of the amplification of polarization plane rotation and of stabilization of polarization azimuth of the light passing through quartz plates are presented.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 105—109 (1987)

УДК 681.7.068

НЕЛИНЕЙНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В АНИЗОТРОПНЫХ СВЕТОВОДАХ

В. С. БАБАЯН, Т. В. БАБКИНА, В. С. БУТЫЛКИН, В. В. ГРИГОРЬЯНЦ, П. С. ФИШЕР

Институт радиотехники и электроники АН СССР

(Поступила в редакцию 5 марта 1986 г.)

Исследованы механизмы прохождения мощных импульсов пикосекундной длительности по одномодовым анизотропным световодам. Показано влияние индуцированного нелинейностью вращения эллипса поляризации на пропускание системы поляризатор—световод—анализатор.

Одним из последних достижений оптоэлектроники является создание нового типа сред — анизотропных волоконных световодов (АВС), способных за счет эллиптичности распределения показателя преломления сердцевины поддерживать распространение двух взаимно ортогональных мод. Электрическое поле мощных световых импульсов при распространении их в АВС может привести к развитию кубических по полю явлений нелинейной оптики, таких как наведенное двулучепреломление и вращение эллипса поляризации излучения [1]. Нелинейные свойства анизотропных световодов явились основой для создания ряда устройств. Описаны сверхскоростные затворы [2], оптические логические ячейки [3], системы для дискриминации световых импульсов по мощности [4]. Однако некоторые особенности пропускания излучения системами с АВС не нашли удовлетворительного толкования в упомянутых работах [3, 4]. Целью настоящей работы является детальное изучение зависимости пропускания системы из АВС и анализатора от начальной ориентации плоскости поляризации мощного излучения относительно осей системы.

Вектор электрического поля излучения, распространяющегося по АВС, описывается суперпозицией двух ортогональных мод:

$$E = [\hat{x}\, C_x(z) + \hat{y}\, C_y(z)] f(x, y)\, e^{-i\omega t}, \qquad (1)$$

где $C_j = c_j e^{ik_j z}$ — комплексные амплитуды, $f(x, y)$ — пространственное распределение электрического поля, $k_j = 2\pi n_j/\lambda_0$ — постоянные распространения поляризованных мод, $n_j (j = x, y)$ — главные значения показателя преломления АВС. В общем случае при ориентации плоскости поляризации излучения под углом θ к оси x АВС (рис. 1) излучение на выходе АВС будет поляризовано эллиптически, так что

$$\left(\frac{E_x}{c_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{c_y}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{c_x c_y}\cos\Phi = \sin^2\Phi, \quad \operatorname{tg}\theta = \frac{c_x}{c_y}, \tag{2}$$

где $\Phi = \Phi_x - \Phi_y = 2\pi L(n_x - n_y)/\lambda$ — набегающая с длиной разность фаз между поляризованными модами. Длина участка АВС, на котором набегает разность фаз $\Phi = 2\pi$, называется длиной межмодовых биений и равна $L_б = \lambda/(n_x - n_y)$.

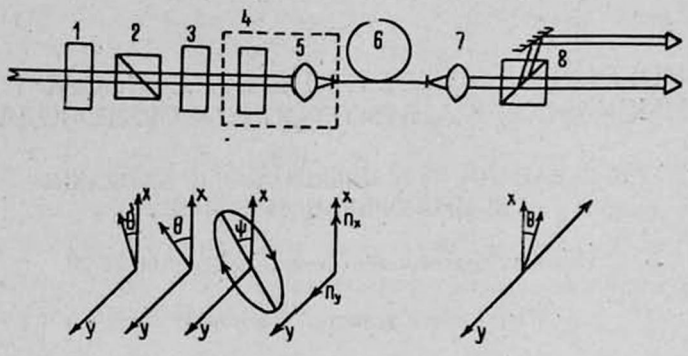


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — аттенюатор, 2 — поляризатор, 3 — гиратор, 4 — компенсатор, 5, 7 — объективы, 6 — отрезок АВС, 8 — анализатор. Показаны также ориентация осей АВС и состояние поляризации на входе и выходе системы при $P = 5\pi/\beta L$; угол наклона ψ большой полуоси эллипса поляризации определяется так: $\operatorname{tg} 2\psi = \operatorname{tg}\left(2\frac{c_x}{c_y}\right) \times$

$$\times \cos\delta\Phi_x, \ 0 = \frac{\pi}{4}.$$

Волновое уравнение, учитывающее нелинейность взаимодействия поля мощного излучения со средой, записывается в виде

$$\frac{d^2 E_i}{dz^2} + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_{ij} E_j = -4\pi\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 P_{нл}, \ i, j = x, y, \tag{3}$$

где линейный диэлектрический тензор ε_{ij} диагонален и имеет ненулевые элементы $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_1$ и $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_2$. Ввиду малости линейной анизотропии исследуемых АВС ($n_x - n_y = 10^{-4} - 10^{-5}$) возникающая нелинейная поляризация для эффектов третьего порядка по полю такая же, как и в случае изотропной среды. Следовательно,

$$P_{iнл} = A(|\mathbf{E}|^2) E_i + \frac{1}{2} B(\mathbf{E}^2) E_i^*, \tag{4}$$

где A и B — нелинейные восприимчивости.

Подставляя (4) в (3) и учитывая (1), получим уравнения для комплексных амплитуд в виде

$$\frac{\partial c_x}{\partial z} = i\beta\left[\left(\sigma + \frac{1}{2}\right)|c_x|^2 c_x + \sigma|c_y|^2 c_x + \frac{1}{2} e^{-4ikz} c_y^2 c_x^*\right],$$

$$\frac{\partial c_y}{\partial z} = i\beta \left| \left(\sigma + \frac{1}{2}\right)|c_y|^2 c_y + \sigma |c_x|^2 c_y + \frac{1}{2} e^{4ikz} c_x^2 c_y^* \right|, \qquad (5)$$

где

$$\sigma = A/B,\ k = \frac{\pi(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{2\lambda n},\ \beta = \frac{4\pi\varkappa}{3\lambda},\ \varkappa = \frac{4\pi n_2}{ncA_{eff}} \cdot 10^7,$$

n_2 — нелинейная константа. Для кварца $n_2 = 1{,}1 \cdot 10^{-13}$ СГСЭ; $A_{eff} \approx$ $\approx$ площадь сечения сердцевины АВС.

В работе [4] влияние нелинейности учитывалось введением соответствующих добавок к осям эллипса показателя преломления АВС:

$$n_x = n_{x0} + \varkappa\left(E_x^2 + \frac{2}{3}E_y^2\right),$$
$$n_y = n_{y0} + \varkappa\left(E_y^2 + \frac{2}{3}E_x^2\right), \qquad (6)$$

что является следствием усреднения третьего члена в правой части уравнений (5) в случае больших значений k. Однако при $n_x - n_y = 10^{-4}$, $\lambda = 1$ мкм имеем $k \sim \pi$, и учет третьего члена в уравнениях (5) приводит к вращению эллипса поляризации относительно осей АВС [1], что подтверждается результатами настоящего исследования и непосредственно сказывается на пропускании света всей системой.

Длина биений исследуемых нами АВС была выбрана равной 150 и 170 см. Диаметр сердцевины АВС — соответственно 3 и 4 мкм, длины обоих отрезков — 4 м. Источником мощных импульсов служил лазер на ИАГ: *Nd* с пассивной синхронизацией мод. Длительность импульса на $\lambda = 1064$ нм составляла 25 пс по уровню 0.1, энергия в импульсе — 0,2 мДж. Схема установки представлена на рис. 1. Импульсы проходили через аттенюатор, поляризатор, устройство для поворота плоскости поляризации, компенсатор, 20-кратный объектив, вводящий излучение в АВС, исследуемый отрезок АВС, выходной объектив и анализатор. Компенсатор, введенный в систему для упрощения исследований, был изготовлен из пластины кальцита. Поворот кристалла вокруг оси y эквивалентен внесению дополнительного фазового сдвига между x- и y-составляющими поля в системе световод—компенсатор и дополнению общей фазовой расстройки между обеими поляризованными модами до значения 2π:

$$\Phi + \delta\Phi_x = \frac{2\pi L}{\lambda}(n_x - n_y) + n_x' d = 2\pi,$$

где n_x' — один из главных показателей преломления кристалла, d — толщина кристалла. Таким образом, на выходе АВС сохраняется плоская поляризация с азимутом, определяемым из (1). Из общих соображений ясно, что для слабых импульсов расположения компенсатора до отрезка АВС и после него совершенно эквивалентны по отношению к полному набегу фазы. Анализ показывает, что в отсутствие потерь в компенсаторе эта эквивалентность сохраняется и в случае мощных импульсов.

Результаты проведенных исследований представлены на рис. 2*а* и *б*. На рис. 2*а* приведены зависимости эллиптичности и азимута эллипса поляризации от мощности излучения при ориентации поляризации исходно-

го излучения под углом 45° к осям АВС. Видна эволюция исходной поляризации от линейной через эллиптическую снова к линейной, но ортогональной. Мощность в АВС, необходимая для одного такого цикла, была равна 350 Вт. Расчетная мощность равна 400 Вт для АВС с вышеуказанными параметрами. Следует отметить, что в работе [4] делается предположение о бесконечном росте уровня мощности при указанной ориентации для получения ощутимых искажений исходной поляризации. Учет вращения эллипса поляризации приводит к изменению пропускания всей системы.

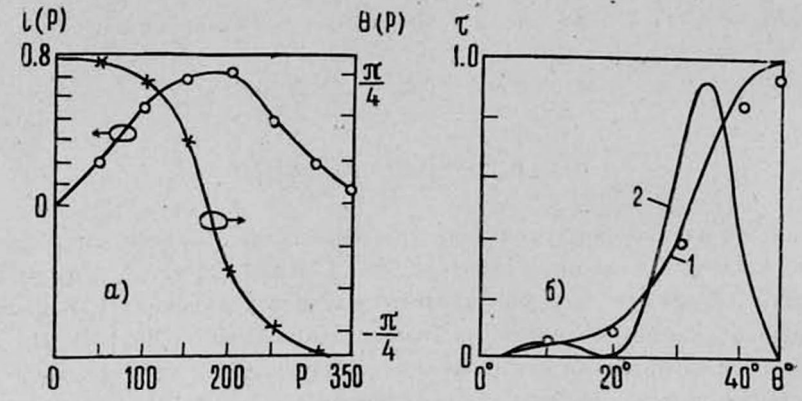


Рис. 2. *а*) Зависимость эллиптичности и угла наклона осей эллипса поляризации от мощности введенного в АВС излучения: $l(P)$ — эллиптичность, $\theta(P)$ — угол наклона большой полуоси эллипса поляризации, P — мощность излучения (в ед. Вт). *б*) Пропускание анализатора в зависимости от ориентации плоскости поляризации вводимого в АВС излучения относительно осей компенсатора при $P = 350$ Вт: 1 — расчетная кривая зависимости пропускания от азимута поляризации [1] с экспериментальными точками, 2 — теоретическая зависимость, приведенная в работе [4] (τ — пропускание, θ — угол наклона плоскости поляризации вводимого излучения).

На рис. 2*б* 1 — расчетная кривая зависимости пропускания от азимута поляризации [1] с наложенными на нее экспериментальными точками. Видно вполне удовлетворительное согласие экспериментальных данных с расчетными. Небольшое расхождение в области малых углов объясняется ограниченным динамическим диапазоном системы регистрации. На том же рисунке кривая 2 представляет теоретическую зависимость, приведенную в работе [4]. Параллельно на фотохронографе «Агат» проводился контроль длительности прошедшего излучения. Установлено уменьшение длительности выходного импульса, прошедшего через систему со скрещенными анализатором и поляризатором, в 1,5 раз по сравнению с входным импульсом. Укорочение это происходит за счет обрезания участков с небольшой мощностью.

В заключение хочется отметить, что настоящая работа, проделанная с целью изучения свойств АВС, разрешает неоднозначность толкования некоторых результатов [3, 4] и полностью подтверждает правильность выводов [1]. Фундаментальные исследования нелинейных свойств АВС определяют возможности создания новых источников сверхкоротких импульсов, логических ячеек и прочих устройств.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Winful H. G.* Appl. Phys. Lett , 47. 213 (1985).
2. *Dziedzic J. M., Stolen R. H., Ashkin A.* Appl. Opt., 20, 1403 (1981).
3. *Kitayama K., Kimura Y., Seikai S.* Appl. Phys. Lett., 46, 317 (1985).
4. *Stolen R. H., Botineau J., Ashkin A.* Opt. Lett., 7, 512 (1982).

ԱՆԻԶՈՏՐՈՊ ԼՈՒՍԱՏԱՐՆԵՐՈՒՄ ՊԻԿՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ

Վ. Ս. ԲԱԲԱՅԱՆ, Տ. Վ. ԲԱԲԿԻՆԱ, Վ. Ս. ԲՈՒՏԻԼԿԻՆ, Վ. Վ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆՑ, Պ. Ս. ՖԻՇԵՐ

Ուսումնասիրվել են անիզոտրոպ միամոդ լուսատարներում հզոր պիկովայրկյանային իմպուլսների տարածման մեխանիզմները։ Ցույց է տրված բևեռացուցիչ, լուսատար, անալիզատոր համակարգի բացթողնման վրա բևեռացման էլիպսի ոչ գծային պտույտի ազդեցությունը։

THE NONLINEAR TRANSMISSION OF PICOSECOND PULSES THROUGH ANISOTROPIC LIGHT GUIDES

V. S. BABAYAN, T. V. BABKINA, V. S. BUTYLKIN
V. V. GRIGORYANTS, P. S. FISHER

The propagation of high intensity picosecond pulses through single mode anisotropic light guides was investigated. The influence of the nonlinear rotation of the polarization ellipse on the transmission of a polarizer, light guide, analyzer system is obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 109—113 (1987)

УДК 537.611.43

ЭПР-ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ БЕЗМЕТАЛЬНОГО ФТАЛОЦИАНИНА (H_2Pc), ЛЕГИРОВАННОГО НАТРИЕМ

А. Р. АРУТЮНЯН, Л. С. ГРИГОРЯН, Э. Г. ШАРОЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 6 мая 1986 г.)

Экспериментально исследовано взаимодействие между поликристаллическими образцами безметального фталоцианина (H_2Pc) β-модификации и парами натрия, в результате которого образуется соединение $Na_x(H_2Pc)$ с $0 < x \leqslant 8{,}5$. Методом ЭПР установлено, что в зависимости от концентрации натрия можно осуществлять до четырех последовательных переносов электронов от атомов натрия к молекуле H_2Pc. Рассмотрены изменения электронной структуры молекулы H_2Pc в зависимости от степени легирования.