

УДК 621.378.325

**К. И. Рудик**, кандидат физико-математических наук, доцент (БГТУ);**В. А. Чернявский**, кандидат физико-математических наук, доцент, заведующий кафедрой (БГАТУ)**АМПЛИТУДНАЯ И ФАЗОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ  
РАСТВОРОВ СЛОЖНЫХ МОЛЕКУЛ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ**

Экспериментально исследована амплитудная и фазовая анизотропия растворов красителей, наведенная линейно поляризованным излучением, методом зондирующего излучения. Установлено, что раствор красителя в этом случае представляет собой отрицательный кристалл, оптическая ось которого направлена вдоль вектора напряженности электрического поля возбуждающей волны. С помощью параметров Стокса получены данные об эллипсе поляризации зондирующего излучения, которые позволили рассчитать разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей:  $\Delta n = 10^{-5}$ .

The amplitude and phase anisotropy of a dye solution induced by linearly-polarized radiation has been experimentally investigated by the radiation has been experimentally investigated by the method of light probing. It is shown that, in optical respect, this dye solution excited by linearly-polarized radiation represents a single-axis negative crystal whose optical axis is in line with voltage vector of the electric field intensity vector of the exciting light wave. With the help of the Stokes parameters of the polarization ellipse of the amplified probing radiation are received. From the obtained parameters of the ellipse the change in the refractive index  $\Delta n = 10^{-5}$  of the excited dye solution has been calculated.

**Введение.** Молекулярные системы на растворах органических соединений, применяемые в качестве активных сред, под действием линейно поляризованного возбуждающего излучения приобретают анизотропные свойства, обусловленные значительным изменением населенностей основного и возбужденного состояний молекул и их анизотропным ориентационным распределением [1, 2]. Исследование наведенной анизотропии удобно проводить, зондируя исследуемую систему линейно поляризованным излучением. В этом случае изменение состояния поляризации луча на выходе из исследуемого раствора дает полную информацию о его оптической анизотропии как амплитудной, так и фазовой. Схематически опыт представлен на рис. 1.

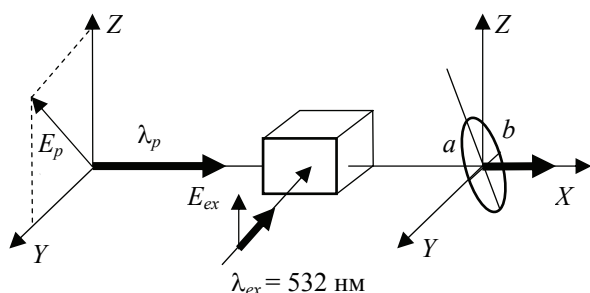


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента

**Основная часть.** Оптическая анизотропия активных сред в значительной степени определяет характеристики излучения лазеров на красителях [3–5]. Оптическая анизотропия сложной молекулы определяется комплексным тензором поляризуемости, а оптическая анизотро-

пия активной среды описывается комплексным тензором восприимчивости. Действительная часть тензора восприимчивости определяет величину показателя преломления, а мнимая – усиления. Если  $\hat{T}_\Omega$  – матрица преобразования системы координат, связанная с молекулой, в лабораторную, то тензор поляризуемости молекулы, имеющей ориентацию  $\Omega$  в лабораторной системе координат, будет иметь вид

$$\hat{\alpha}^{\text{лаб}} = \hat{T}_\Omega \alpha^M \hat{T}_\Omega^{-1},$$

где  $\hat{T}_\Omega^{-1}$  – обратная матрица;  $\hat{\alpha}^{\text{лаб}}$ ,  $\alpha^M$  – поляризуемости в лабораторной и молекулярной системах координат. Если  $N(\Omega)$  – функция распределения молекул по ориентациям, то тензор восприимчивости в лабораторной системе координат будет иметь вид

$$\hat{\chi} = \sum \int \hat{T}_\Omega \alpha^M \hat{T}_\Omega^{-1} N_s(\Omega) d\Omega,$$

где  $\Omega$  – совокупность углов Эйлера, задающих ориентацию молекулы относительно лабораторной системы координат; индекс  $s = 1, 2$  соответствует основному и возбужденному состоянию.

Если ось  $X$  лабораторной системы координат выбрать по направлению зондирующего излучения, а ось  $Y$  – по направлению возбуждающего излучения (рис. 1), то из симметрии по отношению к плоскости  $XZ$  и при возбуждении линейно поляризованным излучением с ориентацией вектора  $E$  вдоль оси  $Z$  задача по определению тензора восприимчивости значительно упрощается.

Определение тензора восприимчивости возбужденного раствора проводилось путем усреднения по всем ориентациям диполей молекул. При этом установлено, что тензор восприимчивости представляет собой диагональный тензор третьего порядка  $\chi = \{\chi_{11}, \chi_{22}, \chi_{33}\}$ . С учетом симметрии и геометрии эксперимента  $\chi_{11} = \chi_{22}$ . В этом случае возбужденный раствор в оптическом отношении является одноосным кристаллом, оптическая ось которого направлена по вектору напряженности электрического поля световой волны возбуждения. Экспериментально определено состояние поляризации проводилось путем измерения параметров Стокса  $S_0, S_1, S_2, S_3$ . Из полученных значений параметров Стокса установлено, что усиленное излучение эллиптически поляризовано. При этом определена степень эллиптичности, ориентация осей эллипса, а также разность значений показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, которая составила порядка  $10^{-5}$ .

Прохождение света в направлении  $X$  через слой толщиной  $l$  возбужденного раствора красителя при указанной геометрии эксперимента можно записать в матричной форме:

$$\begin{pmatrix} E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{\beta_y} & 0 \\ 0 & e^{\beta_y} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{k_y/2} & 0 \\ 0 & e^{k_z/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0y} \\ E_{0z} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $E_{0y}, E_y, E_{0z}, E_z$  – составляющие электрического поля световой волны на входе и выходе из раствора;  $k_y$  и  $k_z$  – коэффициенты усиления составляющих компонент поляризации  $y$  и  $z$ ;  $\beta_y = \omega n_y l / c$ ,  $\beta_z = \omega n_z l / c$  – некоторые сдвиги фаз. В выражении (1) левая матрица описывает изменение поляризации, связанное с фазовой анизотропией, правая описывает изменение поляризации за счет амплитудной анизотропии. Из этого выражения следует, что если  $E_{0y} = 0$ , то  $E_y = 0$  и при  $E_{0z} = 0$   $E_z = 0$ , т. е. если  $\varphi_0 = 0$  или  $90^\circ$ , то поляризация усиленного излучения остается неизменной.

Исследование состояния поляризации излучения в полной мере осуществляется при помощи параметров Стокса  $S_0, S_1, S_2, S_3$  [6, 7]. Названные параметры экспериментально определяются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} S_0 &= I(0^\circ, 0) + I(90^\circ, 0); \\ S_1 &= I(0^\circ, 0) - I(90^\circ, 0); \\ S_2 &= I(45^\circ, 0) - I(135^\circ, 0); \\ S_3 &= I(45^\circ, \pi/2) - I(135^\circ, \pi/2), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $I(\theta, \varepsilon)$  – интенсивность световых колебаний в направлении, образующем угол  $\theta$  с осью  $Z$  при опережении  $z$ -компоненты на величину  $\varepsilon$ . Экспериментально определенные параметры Стокса

позволяют найти отношение осей эллипса  $a$  и  $b$ , а также угол  $\varphi$  между большой осью эллипса и осью  $Z$ . Кроме того, определяется и направление вращения светового вектора.

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{S_2}{S_1}; \quad \sin 2\chi = \frac{S_3}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}; \quad \operatorname{tg} \chi = \pm \frac{b}{a}. \quad (3)$$

Модуль сдвига фаз  $\delta$  между  $z$ - и  $y$ -компонентами определяется выражением

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\operatorname{tg} 2\chi}{\sin 2\varphi}. \quad (4)$$

**Эксперимент.** Излучение второй гармоники лазера на АИГ:  $\text{Nd}^{3+}$ , работающего в частотном режиме с усилителем, при помощи делительной пластинки расщеплялось на два пучка. Один из них служил для возбуждения лазера на красителе, излучение которого использовалось для зондирования исследуемого раствора. Необходимая ориентация плоскости поляризации зондирующего луча достигалась с помощью фазовой пластинки  $\lambda/4$  и призмы Глана. Другая часть излучения второй гармоники с соответствующей ориентацией светового вектора служила для возбуждения исследуемого раствора.

Анализ поляризации зондирующего излучения, прошедшего через усиливающий раствор красителя, проводился на основании соотношений (2–4). Система регистрации интенсивностей  $I(\theta, \varepsilon)$  осуществлялась при помощи цифрового запоминающего осциллографа, работавшего в режиме накопления и усреднения амплитуды импульсов.

Результаты экспериментов по определению степени эллиптичности (отношение малой оси эллипса  $b$  к большой  $a$ ) усиленного излучения в зависимости от ориентации светового вектора  $E$  и плотности мощности возбуждающего излучения приведены на рис. 2, 3, из которых следует, что усиленное излучение является эллиптически поляризованным.

Кроме того, исследования показали, что имеет место левое вращение светового вектора  $E$  усиленной световой волны. Установлено, что при максимальной возможной плотности мощности возбуждающего излучения  $10 \text{ МВт/см}^2$ , при которой не происходит разрушения молекул активной среды лазера на красителе, разность  $\Delta n = 10^{-5}$ .

**Заключение.** Раствор сложных органических соединений при возбуждении мощным линейно поляризованным излучением приобретает свойства оптически анизотропного одноосного кристалла. По этой причине поляризация усиленного излучения принципиально отличается от поляризации излучения на входе в усиливающий раствор красителя. На основании описанного явления возможно создание спектрально-селективного усиливающего затвора.

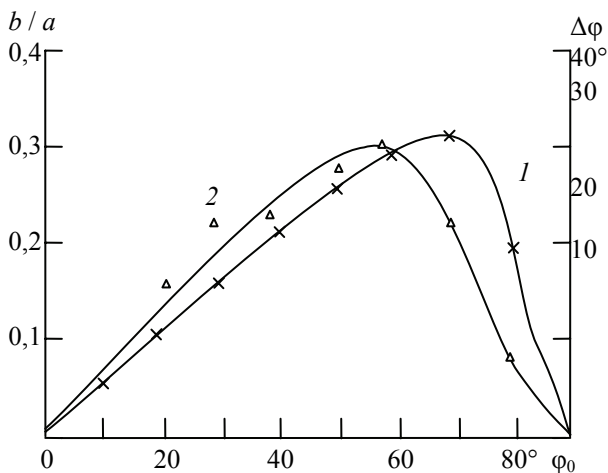


Рис. 2. Зависимость степени эллиптичности  $b/a$  усиленного излучения (1) и  $\Delta\phi$  (2) от ориентации плоскости поляризации зондирующего излучения на входе в усиливающий раствор при  $W = 10 \text{ МВт/см}^2$

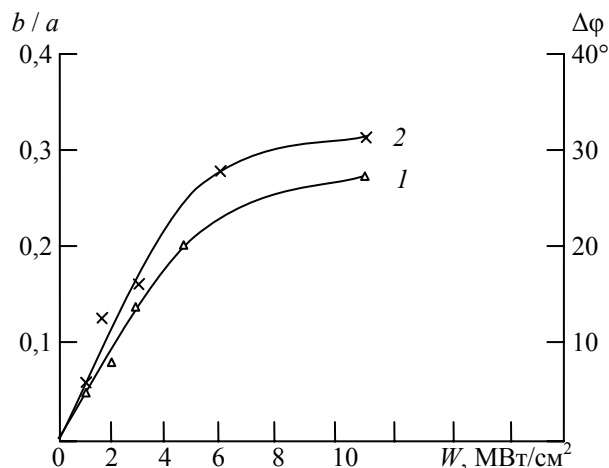


Рис. 3. Зависимость степени эллиптичности  $b/a$  усиленного излучения (1) усиленного луча и  $\Delta\phi$  (2) от плотности мощности возбуждающего излучения

### Литература

1. Рудик К. И., Ярошенко О. И. Осцилляторная модель сложной молекулы в анизотропной теории усилителей и лазеров на красителях // Acta Physica Polonica. 1978. Vol. 54. С. 879–888.

2. Рудик К. И., Ярошенко О. И. Тензорное описание усиления света растворами красителей // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. С. 584–589.

3. Войтович А. П., Калинов А. Я., Смирнов С. С. Управление характеристиками излучения кольцевых лазеров на красителях с помощью резонаторных фазово-поляризационных методов // Квантовая электроника. 1984. Т. 11, № 7. С. 1492–1495.

4. Пикулик Л. Г., Чернявский В. А., Рудик К. И. Временной сдвиг между поляризационными модами излучения лазера на красителе // ДАН СССР. 1990. Т. 312, № 6. С. 1374–1378.

5. Пикулик Л. Г., Чернявский В. А., Рудик К. И. Спектральные особенности наведенной анизотропии растворов органических соединений // ДАН России. 1998. Т. 362, № 3. С. 339–342.

6. Федоров Ф. И. Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1976. 456 с.

7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.

Поступила 27.02.2014