

Л.Г. Качурин

К ТЕОРИИ ЭФФЕКТА ТРАНСФОРМАЦИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ НЕОБРАТИМО КРИСТАЛЛИЗУЮЩИХСЯ СРЕДАХ

Рассматривается физический смысл нового электрооптического эффекта трансформации поляризации оптического сигнала при прохождении через необратимо кристаллизующийся слой жидкости. По своему воздействию на линейнополяризованный сигнал он имеет аналогию с электрооптическим эффектом Поккельса, но выражен значительно сильнее.

В основе нового эффекта лежит порожденная необратимостью фазового перехода трансформация оптического сигнала в анизотропно кристаллизующемся веществе, причем главную роль играет продольная дисперсия собственной частоты колебаний молекулярного осциллятора в сильно градиентном кристаллизационно-электрическом поле.

На примере воды раскрываются новые свойства оптического излучения во взаимодействии с веществом в термодинамически неравновесном состоянии.

Эффект может быть использован в качестве новой информационной характеристики интенсивности опасных природных явлений, а также некоторых быстро протекающих фазовых переходов в технологических процессах.

Неизвестный ранее эффект трансформации поляризации лазерных сигналов обнаружен в кристаллизующейся воде [1]. В термодинамически и электрически возмущенной области, прилегающей к фронту кристаллизации, синхронно создаются электрическое поле и структурная анизотропия среды. По обе стороны от фазовой границы образуются двойные электрические слои. Возмущенная область служит модулятором поляризации проходящего через нее оптического сигнала.

Рассмотрим принцип нового эффекта в том же приближении, что используется при объяснении линейного электрооптического эффекта Поккельса [2, 3]. Принципиальное отличие связано с тем, что новый эффект [1] наблюдается в первоначально изотропной среде, притом не во внешнем однородном электрическом поле, а в сильно градиентном, порожденном термодинамической необратимостью процесса кристаллизации.

Напишем, как обычно [2, 3], уравнение молекулярного осциллятора в электрическом поле напряженностью E в виде

$$\ddot{r} + 2\gamma_1 \dot{r} + \left(\omega_0^2 - \frac{4\pi N e^2}{3m} \right) r + \gamma_2 r^2 + \frac{e}{m} E = 0, \quad (1)$$

где r — координата колебаний электронов; e и m — заряд и приведенная масса электрона; ω_0 — его собственная частота; N — концентрация осциллирующих электронов; γ_1 и γ_2 — постоянные кристаллизующейся среды.

В нашем случае вектор напряженности $E(r)$ направлен перпендикулярно фронту кристаллизации [1, 4], поэтому колебания осцилляторов, параллельные фронту кристаллизации, не подвергаются влиянию электрического поля, а колебания по направлению движения фронта происходят под максимальным воздействием градиента напряженности кристаллизационного электрического поля. Без учета асимметрии колебаний по направлению движения фронта и в противоположном направлении в кристаллизующейся области в соответствии с [4] можно принять

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{r}{\beta}\right), \quad \varphi_0 = E_0 \beta, \quad (2)$$

где $E_0(\tau)$ и $\varphi_0(\tau)$ — напряженность и потенциал электрического поля на фронте кристаллизации; $\beta(\tau)$ — параметр градиента поля в кристаллизующейся области. Эти величины определяются степенью необратимости кристаллизации, притом в реальных случаях — все они функции времени τ с характерным временем изменения на много порядков большим, чем характерный период осцилляций.

Определим кристаллизационное смещение частоты осцилляций в области максимума E_0 , используем его для определения дисперсии показателя преломления света. Модулированный таким образом по частоте сигнал будем трактовать как необыкновенный луч, создающий двойное лучепреломление.

При реальных значениях допустимо приближение

$$E = E_0 \left(1 - \frac{r}{\beta} \right). \quad (3)$$

Тогда имеем

$$\ddot{r} + 2\gamma_1 \dot{r} + \left(\omega_0^2 - \frac{4\pi Ne^2}{3m} - \frac{eE_0}{m\beta} \right) r + \gamma_2 r^2 + \frac{e}{m} E_0 = 0. \quad (4)$$

В результате возникновения кристаллизационного электрического поля положение равновесия осциллятора $\dot{r}, \ddot{r} = 0$ сместилось на величину $r = r_0$, приближенно равную

$$r_0 = - \frac{eE_0}{m \left(\omega_0^2 - \frac{4\pi Ne^2}{3m} - \frac{e\varphi_0}{m\beta^2} \right)} \left[1 - \frac{2\gamma_2 e\varphi_0}{\beta m \left(\omega_0^2 - \frac{4\pi Ne^2}{3m} - \frac{e\varphi_0}{m\beta^2} \right)} \right]. \quad (5)$$

Укажем, что приближенное решение (5) квадратного уравнения (4) при $\dot{r}, \ddot{r} = 0$ получается при физически оправданном условии, что третье слагаемое в круглых скобках (4) и (5) относительно мало, но значимо. В конкретных расчетах должна оцениваться значимость этого слагаемого, как и второго слагаемого в целом в квадратной скобке.

Переходя в (4) к новой координате колебаний $q = r - r_0$, имеем

$$\ddot{q} + 2\gamma_1 \dot{q} + \left(\omega_0^2 - \frac{4\pi Ne^2}{3m} - \frac{e\varphi_0}{m\beta^2} + 2\gamma_2 r_0 \right) q + \gamma_2 q^2 = 0. \quad (6)$$

Смещение частоты в кристаллизующемся слое оказалось равным

$$\Delta\omega_0^2 = - \left(\frac{e\tau_0}{m\beta^2} - 2\gamma_2 r_0 \right) = - \left\{ \frac{e\varphi_0}{m\beta^2} + \frac{2\gamma_2 e\tau_0}{\beta m \left(\omega_0^2 - \frac{4\pi Ne^2}{3m} - \frac{e\varphi_0}{m\beta^2} \right)} \left[1 - \frac{2\gamma_2 e\varphi_0}{\beta m \left(\omega_0^2 - \frac{4\pi Ne^2}{3m} - \frac{e\varphi_0}{m\beta^2} \right)^2} \right] \right\}. \quad (7)$$

Определяющими параметрами служат напряженность поля и его продольный градиент в кристаллизующейся области, оба они определяются степенью необратимости кристаллизации [4].

Соответственно изменяется показатель преломления среды (n). Используем формулу для дисперсии показателя оптического преломления без учета поглощения в виде [2, 3]:

$$- \frac{\partial n^2}{\partial \omega^2} = \frac{\partial n^2}{\partial \omega_0^2} = - \frac{4\pi Ne^2}{m \left(\omega_0^2 - \frac{4\pi Ne^2}{3m} - \omega^2 \right)^2}, \quad (8)$$

где ω — частота зондирующего оптического сигнала.

Отсюда порожденная необратимостью кристаллизации разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей:

$$\begin{aligned} \Delta n &= \frac{\partial n}{\partial \omega_0^2} \Delta\omega_0^2 = \frac{2\pi Ne^3 \varphi_0}{nm^2 \left(\omega_0^2 - \frac{4\pi Ne^2}{3m} - \omega^2 \right)^2} \times \\ &\times \left\{ \frac{1}{\beta^2} + \frac{2\gamma_2}{\beta \left(\omega_0^2 - \frac{4\pi Ne^2}{3m} - \frac{e\varphi_0}{m\beta^2} \right)} \left[1 - \frac{2\gamma_2 e\varphi_0}{\beta m \left(\omega_0^2 - \frac{4\pi Ne^2}{3m} - \frac{e\varphi_0}{m\beta^2} \right)^2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Соответственно фазовый сдвиг поляризации зондирующего сигнала при прохождении кристаллизующегося слоя толщиной β :

$$\begin{aligned} \delta &= 2\pi \Delta n \frac{\beta}{\lambda} = \frac{4\pi^2 Ne^3 \varphi_0}{\lambda n m^2 \left(\omega_0^2 - \frac{4\pi Ne^2}{3m} - \omega^2 \right)^2} \times \\ &\times \left\{ \frac{1}{\beta} + \frac{2\gamma_2}{\omega_0^2 - \frac{4\pi Ne^2}{3m} - \frac{e\varphi_0}{m\beta^2}} \left[1 - \frac{2\gamma_2 e\varphi_0}{\beta m \left(\omega_0^2 - \frac{4\pi Ne^2}{3m} - \frac{e\varphi_0}{m\beta^2} \right)^2} \right] \right\} \simeq \end{aligned}$$

$$\simeq \frac{4\pi^2 N e^3 \varphi_0}{\lambda n m^2 \left(\omega_0^2 - \frac{4\pi N e^2}{3m} - \omega^2 \right)^2} \left[\frac{1}{\beta} + \frac{2\gamma_2}{\omega_0^2 - \frac{4\pi N e^2}{3m} - \frac{e\varphi_0}{m\beta^2}} \right], \quad (10)$$

где λ — длина волны оптического сигнала в кристаллизующейся среде.

Таким образом, в начале развития процесса необратимости, пока

$$\omega_0^2 \gg \gamma_2 \beta, \quad (11)$$

фазовый сдвиг пропорционален напряженности кристаллизационного электрического поля. Это эквивалентно возможности пренебречь в уравнении (1) членом $\gamma_2 r^2$; колебания оказываются при этом гармоническими. По мере усиления необратимости кристаллизации роль этого члена возрастает, колебания становятся существенно ангармоническими. В пределе при больших значениях β

$$\omega_0^2 \ll 2\gamma_2 \beta \quad (12)$$

и фазовый сдвиг можно положить пропорциональным кристаллизационному потенциалу φ_0 :

$$\delta \simeq \frac{8\pi^2 N e^3 \gamma_2 \varphi_0}{\lambda n m^2 \left(\omega_0^2 - \frac{4\pi N e^2}{3m} - \omega^2 \right)^2 \omega_0^2}. \quad (13)$$

При сравнении опытов с формулами (10) и (13) главная трудность связана с недостаточной определенностью параметров кристаллизующейся среды, прежде всего ω_0^2 и γ_2 . Примем в соответствии с [3, 6] связь между ω_0^2 и электронной поляризуемостью (A) в виде

$$\omega_0^2 = \frac{e^2}{mA}. \quad (14)$$

Тогда при реальных значениях поляризуемости кристаллизующейся воды внутри скобок в знаменателе (8) и соответственно в последующих уравнениях окажется малая разность больших величин, недостаточная определенность которой в состоянии изменить порядок величины результата расчета δ .

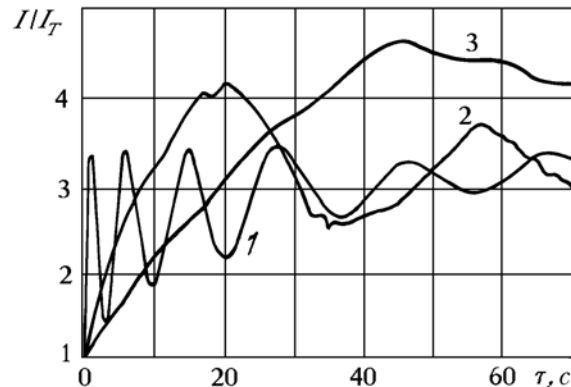
По результатам опытов [1] с равновесной дистиллированной водой формулу (13) можно представить в виде

$$\dot{\delta} \simeq 2\alpha \dot{\varphi}_0, \quad (15)$$

где

$$\alpha = \frac{4\pi^2 N e^3 \gamma_2}{\lambda n m^2 \left(\omega_0^2 - \frac{4\pi N e^2}{3m} - \omega^2 \right)^2 \omega_0^2} = 0,20 \text{ рад} \cdot \text{В}^{-1} \quad (16)$$

При такой величине α и максимальном значении потенциала $\varphi_0 = 50 \div 150$ В вектор поляризации в процессе кристаллизации успевает совершить несколько полных оборотов, пока амплитуда сигнала еще достаточно велика.



Поворот вектора поляризации лазерного сигнала, выраженный отношением фотоэлектрического тока к темповому, I/I_T при различных максимальных кристаллизационных потенциалах на фронте (φ_0): кривая 1 — 140; 2 — 28; 3 — 12 В

В типовых случаях потенциал φ_0 монотонно растет во времени при уменьшающемся φ_0 . Соответственно поворот вектора поляризации происходит при уменьшающейся скорости вращения. Используя призмы Николя, получаем выходной фотоэлектрический сигнал в виде периодической кривой с увеличивающимся периодом и уменьшающейся амплитудой. Последняя монотонно уменьшается в результате деполяризации и поглощения сигнала в растущем по толщине ледяном слое. Именно такая картина наблюдалась в [1]. В этой работе основное внимание было уделено максимально достижимой необратимости кристаллизации, указанное выше экспериментальное значение α получено при выполнении условия (12). Позже опыты трансформации поляризации были повторены [5] при различной степени необратимости, суммарный результат показан на рис. 1. Подтверждается пропорциональность скорости поворота вектора поляризации степени необратимости процесса, характеризующейся максимальным кристаллизационным потенциалом φ_0 .

При совершенствовании теории следует прежде всего ввести в рассмотрение упоминавшуюся асимметрию осцилляций по направлению градиента поля и против него и, кроме того, при расчете фазового сдвига осцилляций перейти от умножения на β к интегрированию по всей кристаллизующейся области с учетом различной зависимости $\Delta n \left[E(r), \frac{\partial E}{\partial r} \right]$ по обе стороны от фазовой границы.

С увеличением длины волны зондирующего сигнала по мере перехода от оптического диапазона ($\lambda \lesssim \beta$) к радиодиапазону ($\lambda \gg \beta$) исследуемый эффект при прохождении фронта кристаллизации должен ослабевать. Однако при импульсном зондировании кристаллизующихся облаков и туманов в действие вступают новые факторы, которые срабатывают в пользу радиодиапазона (увеличение стро- бируемого объема и др.).

1. Качурин Л. Г., Петков Б. Х. // ДАН СССР. 1991. Т. 318. Вып. 3. С. 586–589.
2. Сивухин Д. В. Оптика. М.: Наука, 1980. 751 с.
3. Леше А. Физика молекул. М.: Мир, 1987. 228 с.
4. Качурин Л. Г. // Поверхностные явления в жидкостях. Л.: Изд-во ЛГУ, 1975. С. 137–153.
5. Маликов В. А. Трансформация поляризационных характеристик лазерного излучения, проходящего через термодинамически необратимо кристаллизующийся слой воды. Дипломный проект. Л.: ЛГМИ, 1991. 31 с.
6. Вукс М. Ф. Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах. Л.: Изд-во ЛГУ, 1977. 320 с.

Ленинградский гидрометеорологический институт,
Санкт-Петербург

Поступила в редакцию
29 января 1992 г.

L. G. Kachurin. The Effect of Optical Signal Polarization Transformation in Media During Thermodynamically Irreversible Crystallization.

A physical interpretation of a new electro-optical effect of an optical signal polarization transformations in a layer of liquid during its thermodynamically irreversible crystallization is given. This effect is analogous to that of Pockels effect being at the same time stronger.

The anisotropy of crystallization and especially the longitudinal dispersion of the eigen-frequency of the molecular vibrator in a strongly varying crystallization electric field produces this effect. The effect can be used for the obtaining of new information on natural hazardous phenomena and on some rapid phase transitions in technological processes.