

## ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В МЕЗОФАЗЕ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

Б.Я.Зельдович, Н.В.Табирян

Обсуждается процесс вынужденного рассеяния (ВР) света в мезофазе НЖК, т. е. процесс усиления слабого поля, сдвинутого по частоте относительно монохроматического сильного поля. Рассмотрены два механизма ВР: 1) нестационарный поворот директора interfering полями и 2) нестационарный прогрев слабопоглощающего НЖК interfering полями. Расчет дает весьма высокий коэффициент усиления и низкую пороговую мощность ВР.

В последние годы наблюдается большой интерес к нелинейным оптическим явлениям в жидких кристаллах (ЖК), см., например, обзор [1]. Весьма сильные эффекты самовоздействия (кубичной оптической нелинейности) монохроматических световых полей в ориентированной мезофазе нематических и холестерических ЖК были рассмотрены нами в последнее время (см. также [2]).

В настоящей работе обсуждаются два возможных механизма вынужденного рассеяния (ВР) света в ориентированной мезофазе НЖК.

1. ВР за счет нестационарного поворота директора. Расчет возмущений директора  $\delta n(\mathbf{r}, t)$  относительно невозмущенного направления  $n$  (так что  $(\delta n n) = 0$ ) под действием анизотропной части энергии взаимодействия  $\epsilon_o \cdot (E n)^2 / 16\pi$  НЖК со световым полем дает для вариаций тензора диэлектрической проницаемости  $\delta \epsilon_{ik}(\mathbf{r}, t)$  на световой частоте:

$$\begin{aligned} \delta \epsilon_{ik}(\mathbf{r}, t) = & 4\pi e^{i\mathbf{q}\mathbf{r} - i\Omega t} \chi_{iklm}(\Omega, \mathbf{q})(E_L)_l (E_S^*)_m + \\ & + 4\pi e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r} + i\Omega t} \chi_{iklm}^*(\Omega, \mathbf{q})(E_L^*)_l (E_S)_m, \\ \chi_{iklm}(\Omega, \mathbf{q}) = & \frac{\epsilon_a^2}{64\pi^2} \frac{1}{q^2 - (\mathbf{q}n)^2} \{ \Gamma_2 [f_{il} n_k n_m + f_{mi} n_k n_l + \\ & + f_{lk} n_i n_m + f_{km} n_i n_l - 4q^2 n_i n_k n_l n_m] - \Gamma_1 [p_i q_l n_k n_m + \\ & + p_m q_i n_k n_l + p_l q_k n_i n_m + p_k q_m n_i n_l - 4(\mathbf{q}n)^2 n_i n_k n_l n_m] \}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\mathbf{q} = \mathbf{k}_L - \mathbf{k}_S, \quad \Omega = \omega_L - \omega_S,$$

$$\Gamma_1 = [-i\eta\Omega + K_{11}q^2 + (K_{33} - K_{11})(\mathbf{q}n)^2 + \kappa_a H^2]^{-1},$$

$$\Gamma_2 = [-i\eta\Omega + K_{22}q^2 + (K_{33} - K_{22})(qn)^2 + \kappa_a H^2]^{-1},$$

$$p = 2n(qn) - q, \quad f_{ik} = [q^2 - (qn)^2]\delta_{ik} + p_i q_k \neq f_{ki}.$$

Здесь  $K_{11}$ ,  $K_{22}$ ,  $K_{33}$  — константы Франка,  $\kappa_a H^2/2$  — анизотропная часть энергии взаимодействия статического магнитного поля  $\mathbf{H} = nH$  благодаря которому поддерживается однородная во всем объеме ориентация директора  $\mathbf{n} = n^0$ . (При ориентации статическим электрическим полем  $\mathbf{E}_{\text{стат}}$  величина  $\kappa_a H^2$  заменяется на  $\epsilon_a^{\text{стат}} E_{\text{стат}}^2/4\pi$ ). При выводе (1) предполагалось, что на НЖК воздействуют две световые волны:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0,5\mathbf{E}_L \exp(i\mathbf{k}_L \mathbf{r} - i\omega_L t) + 0,5\mathbf{E}_S \exp(i\mathbf{k}_S \mathbf{r} - i\omega_S t) + \text{к. с.},$$

и в  $\delta\epsilon_{ik}(\mathbf{r}, t)$  оставлены только интерференционные по  $\mathbf{E}_L$ ,  $\mathbf{E}_S$  слагаемые. Величина  $\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$  есть анизотропия тензора  $\hat{\epsilon}$  на световой частоте,  $\eta$  (г/см·сек) — константа релаксации НЖК. Коэффициент усиления  $g_S$  (см<sup>-1</sup>, по интенсивности) сигнальной волны  $\mathbf{E}_S = e_S E_S$  в присутствии поля накачки  $\mathbf{E}_L = e_L E_L$  дается выражением

$$g_S = -\frac{\omega_S^2}{c^2} \frac{4\pi}{k_S} |E_L|^2 \text{Im}[e_{Si} e_{Sl} e_{Lm} e_{Lk} \chi_{ikim}(\Omega, \mathbf{q})] \dots \quad (2)$$

Физический механизм усиления при ВР состоит в следующем. Интерференция полей  $\mathbf{E}_L^*$  и  $\mathbf{E}_S$  за счет ориентационных сил возбуждает бегущую волну локальных поворотов директора,  $\delta\mathbf{n} \propto \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r} + i\Omega t)$  (как бы записывает динамическую голограмму). Рассеяние поля  $E_L$  на этой голограмме дает снова поле  $E_S$ . Существенно, что при наличии запаздывания по фазе решетки  $\delta\epsilon_{ik}$  по отношению к полям  $E_L^* E_S$  (при наличии  $\text{Im}\hat{\chi}^*$ ) рассеянные волны интерферируют с уже имеющимся полем  $E_S(\mathbf{r})$ , ослабляя его или усиливая в зависимости от того, будет ли  $\text{Im}\hat{\chi}^* > 0$  или  $\text{Im}\hat{\chi}^* < 0$ . Выражение (2) с учетом (1) можно получить также и путем пересчета из сечения спонтанного рассеяния света, дифференциального по частоте [3], по формулам связи из [2, 4]. Из формул связи следует также, что усиление положительно, лишь когда сигнал находится в стоксовой области по отношению к накачке  $\omega_L - \omega_S = \Omega > 0$ . Величина  $g_S$  из (2), (1) довольно сложным образом зависит от поляризаций  $e_L$  и  $e_S$  взаимодействующих волн и ориентации вектора  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_L - \mathbf{k}_S$  по отношению к директору. Рассмотрим конкретный случай, когда волновые векторы  $\mathbf{k}_L$  и  $\mathbf{k}_S$  лежат в плоскости, перпендикулярной директору  $\mathbf{n}^0$ . Пусть, к тому же  $e_L$  соответствует необыкновенной волне,  $e_L \parallel \mathbf{n}^0$ . Тогда отличное от нуля усиление будет только для волны сигнала обыкновенного типа,  $e_S \perp \mathbf{n}^0$ . При этом срабатывает только структура  $\Gamma_2(\Omega, \mathbf{q})$  из (1), и коэффициент усиления равен

$$g_S = g_{\text{max}}(\mathbf{q}) \frac{2\Omega\gamma}{\Omega^2 + \gamma^2}, \quad \gamma = \frac{K_{22}q^2 + \kappa_a H^2}{\eta},$$

$$g_{max} = \frac{\epsilon_a^2}{32\pi^2} \frac{\omega_S^2}{c^2} \frac{1}{k_S \eta \gamma} |E_L|^2. \quad (3)$$

Для ВР назад ( $k_s \approx -k_L$ ) имеем  $q = (\omega/c)(n_o + n_e) \approx 3,3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  (для  $\lambda = 623 \text{ нм}$ ), оптимальный сдвиг частоты  $\Omega_{\text{опт}}/2\pi = \gamma/2\pi \approx 1 \cdot 10^5 \text{ Гц}$ . При этом мы приняли значения  $K_{22} = 2,9 \cdot 10^{-7} \text{ дин}$ ,  $\eta = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{дек}^{-1}$ . Для нематика ПАА можно принять  $\epsilon_a \approx 1$  (при  $T = 125^\circ\text{C}$ ). Тогда  $g_{max} = G n_e |E_L|^2/8\pi$ , и, если плотность мощности лазерного пучка  $P_L = c n_e |E_L|^2/8\pi$  выразить в мегаваттах через  $\text{см}^2$ , то  $G \approx 80 \text{ см/МВт}$ . При длине среды  $z = 10^{-1} \text{ см}$  усиление в  $\exp(GP_L z) = \exp(10)$  раз достигается для плотности мощности накачки  $P_L = 1,25 \text{ МВт/см}^2$  (Для установления процесса ВР требуется время  $\tau = GP_L z/2\gamma$  (см., например, [5]), что в этом примере составляет  $\tau = 0,8 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$ .)

Для ВР вперед  $q = (\omega/c)(n_e - n_o) \approx 2,9 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ , и для всех тех же остальных условий имеем  $G \approx 10^4 \text{ см/МВт}$ ,  $\gamma/2\pi = 7,6 \cdot 10^2 \text{ Гц}$ . На длине  $z = 0,1 \text{ см}$  усиление в  $\exp(GP_L z) = \exp(10)$  раз достигается при  $P_L \approx 10^4 \text{ Вт/см}^2$ , и  $\tau_{\text{уст}} \approx 10^{-3} \text{ сек}$ . Таким образом, ВР рассмотренного типа в НЖК должно быть достаточно легко обнаружимо. В случае ориентации образца стенками (вместо магнитного поля) выражение (3) будет справедливым лишь на расстоянии  $l \gtrsim q^{-1}$  от стенок. Поскольку всегда  $q \gtrsim 10^4 \text{ см}^{-1}$ , то это ограничение малосущественно.

**2. Вынужденное температурное рассеяние в НЖК, обусловленное поглощением (ВТР-П).** (В нелинейной оптике хорошо известно вынужденное температурное рассеяние света, обусловленное поглощением (ВТР-П, см. [6] и обзоры [4, 7]. Механизм записи бегущей решетки  $\delta\epsilon^A(\mathbf{r}, t) \sim \exp(i\Omega t - i\mathbf{q}\mathbf{r})$  в ВТР-П основан на тепловыделении при поглощении энергии интерферирующих световых полей. При этом коэффициент усиления может быть положителен либо в стоксовой, либо в антистоксовой области, в зависимости от того, будет ли  $\partial\epsilon/\partial T > 0$  или  $\partial\epsilon/\partial T < 0$ . Специфика НЖК, приводящая к аномально низкой пороговой мощности ВТР-П и к аномально большому коэффициенту усиления, состоит в очень большой величине  $\partial\epsilon/\partial T$ . Так, в мезофазе МБА при  $T \approx 33^\circ\text{C}$ , т. е. за  $10^\circ\text{C}$  от точки фазового перехода ( $T_k \approx 43^\circ\text{C}$ ), величина  $\partial\epsilon_{\parallel}/\partial T \approx -0,9 \cdot 10^{-2} \text{ град}^{-1}$ ,  $\partial\epsilon_{\perp}/\partial T \approx \pm 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$  (см. [8]). Напомним, что для большинства жидкостей  $\partial\epsilon/\partial T$  составляет  $10^{-5} \text{ град}^{-1}$ . Проведенное нами рассмотрение ВТР-П в НЖК учитывает также анизотропию поглощения света в НЖК (дихроизм) и анизотропию теплопроводности. Выражение для коэффициента усиления волны  $E_S = e_S E_S$  в присутствии сильной волны  $E_L = e_L E_L$  имеет вид

$$g_S = A \frac{\omega_S}{\pi} |E_L|^2 \beta_{lm} e_{Sl} e_{Lm} - \beta_{lm} e_{Sl} e_{Sm}, \quad (4a)$$

$$A = \frac{\Omega}{\rho C_p (\Omega^2 + \gamma^2)} \left[ \frac{\partial\epsilon_{\perp}}{\partial T} (e_S e_L) + \frac{\partial\epsilon_a}{\partial T} (e_S n)(e_L n) \right]. \quad (4b)$$

Здесь  $\gamma = \kappa_{ik} q_i q_k$ ; кроме того,  $\kappa_{ik} = \kappa_{\perp} \delta_{ik} + (\kappa_{\parallel} - \kappa_{\perp}) n_i n_k$  — тензор температуропроводности,  $\beta_{ik} = \beta_{\perp} \delta_{ik} + (\beta_{\parallel} - \beta_{\perp}) n_i n_k$  есть тензор  $\hat{\beta} \approx \frac{\omega}{cn} \text{Im} \hat{\epsilon}$ , определяющий поглощение света. Мы считаем анизотропию

вещественной части  $\hat{\epsilon}$  не слишком большой, и поэтому можно считать  $n \approx (n_o + n_e)/2$ ; при этом  $\beta_{\parallel}$  и  $\beta_{\perp}$  равны коэффициентам поглощения соответственно для 0 и для  $e$  — волн при распространении перпендикулярно оси. Второе слагаемое в (4а) соответствует коэффициенту поглощения  $\beta_S$  волны  $E_S$ , и поэтому усиление начинается лишь при превышении накачки пороговой плотности мощности  $P_{\text{пор}}$ . Величина  $P_{\text{пор}}$  в общем случае зависит от отношения  $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ , но не от абсолютной величины поглощения, а коэффициент усиления равен  $g_S = \beta_S [P_L/P_{\text{пор}} - 1]$ . Приведем численные оценки для ВТР-П в веществе МББА для упомянутого выше значения  $T \approx 33^{\circ}\text{C}$ . Для ВТР-П назад ( $K_S \approx -K_L$ ), для  $\lambda = 632,8$  нм и для случая, когда обе волны  $e$ -типа при значении коэффициента температуропроводности  $\kappa \approx 0,6 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>/сек получим  $P_{\text{пор}} \approx 20$  кВт/см<sup>2</sup>, и оптимальный сдвиг частоты  $\Omega/2\pi = \gamma/2\pi \approx 9 \cdot 10^5$  Гц. Для коэффициента поглощения (который здесь целесообразно взять не слишком малым) порядка  $\beta_S \approx 5$  см<sup>-1</sup> и толщина среды  $z = 10^{-1}$  см усиление в  $\exp(10)$  раз достигается при  $P_L \approx 20 P_{\text{пор}} \approx 400$  кВт/см<sup>2</sup>, время установления  $\tau = \beta_S P_L z / 2 \gamma P_{\text{пор}}$  составляет  $\tau \approx 0,8 \cdot 10^{-6}$  сек.

Таким образом, в настоящей работе указано два физических механизма вынужденного рассеяния света в мезофазе НЖК (ориентационный и тепловой), приводящие к весьма большому значению коэффициента усиления. Обнаружение предсказываемых видов ВР представляет, на наш взгляд, большой интерес, в том числе в связи с задачей обращения волнового фронта света при ВР назад, см. [9]. В заключение авторы благодарят С.М.Аракеяна, Е.И.Каца и Ю.С.Чилингаряна за ценные обсуждения.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
29 августа 1979 г.

### Литература

- [1] С.М.Аракеян, Г.А.Ляхов, Ю.С.Чилингарян. УФН (в печати); Препринт ЕГУ КО-79-02, 1979.
- [2] Б.Я.Зельдович, Н.В.Табириян. Препринт ФИАН №201, 1978.
- [3] Orsay Liq. Cryst. Group. J. Chem. Phys., 51, 816, 1969.
- [4] Б.Я.Зельдович, И.И.Собельман. УФН, 101, 3, 1970.
- [5] Б.Я.Зельдович. Письма в ЖЭТФ, 15, 226, 1972.
- [6] R.M.Herman, M.A.Gray. Phys. Rev. Lett., 19, 824, 1967.
- [7] В.С.Старунов, И.Л.Фабелинский. УФН, 98, 441, 1969.
- [9] M.Brunet-Germain. C.R.Acad. Sci (Paris), 271B, 1075, 1970.
- [9] Б.Я.Зельдович, В.И.Поповичев, В.В.Рагульский, Ф.С.Файзуллоев. Письма в ЖЭТФ, 15, 160, 1972.