УДК 548,0:532.783

Г. А. Ляхов, В. А. Макаров

УСТОИЧИВОСТЬ САМОФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИЗОТРОПНОИ ФАЗЕ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

1. Эксперименты по самовоздействию лазерного излучения в изотропной фазе (при $T > T^*$, T^* — температура фазового перехода «изотропная жидкость — нематический жидкий кристалл») ряда жидкокристаллических (ЖК) соединений [1, 2] показали, что самофокусировка света в таких веществах характеризуется редкой для обычных жидкостей устойчивостью относительно расслоения пучка на отдельные нити. Даже при заметных превышениях пороговой мощности P_n , величина которой благодаря аномально большой величине нелинейного показателя преломления n_2 (в предпереходной области n_2 (ЖК) в 10—70 раз больше, чем n_2 (CS_2)). составляет сотни ватт, в экспериментах лишь иногда наблюдалось появление двух, максимум трех нитей. Этот эффект объясняется ниже тепловым и ориентационным механизмом пространственной дисперсии (ПД) нелинейности.

2. Самофокусировка света в изотропной фазе нематических ЖК описывается следующим уравнением для медленной комплексной амплитуды Е электрического поля [3]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k}\Delta_{\perp} + \frac{1}{v_{\rm rp}}\frac{\partial}{\partial t} + \delta\right)E = -\frac{4\pi i\omega}{3nc}\Delta\chi QE.$$
(1)

Здесь z — координата распространения, $k = \omega n/c$ — волновое число, $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$, $v_{\rm rp}$ — групповая скорость, $\Delta \chi$ — анизотропия восприимчивости, n — линейный показатель преломления. Зависимостью коэффициента поглощения δ от температуры T пренебрегаем, так как, по оценкам, она становится существенной только в области непрозрачности ($T < T^*$).

Релаксационное уравнение для параметра ориентационного порядка Q получаем, используя метод Ландау — Халатникова [4], с помощью варьирования плотности свободной энергии [5]:

$$\eta \partial Q/\partial t + b \left(T - T^*\right) Q = L \Delta_{\perp} Q + 2\Delta_{\chi} |E|^2/9.$$
⁽²⁾

Здесь η — вязкость; *b* — константа, не зависящая от *T*; $L = L_{op}^2 b (T - -T^*)/4$ — параметр ПД ориентационного механизма; L_{op} — радиус корреляции ЖК. Вблизи фазового перехода время релаксации ЖК $\tau_p = \eta/b (T - T^*)$ велико по сравнению с τ_p обычных жидкостей (τ_p .

3

(ЖК) $\sim 10^{-8}$ — 10^{-6} с) и резко изменяется с ростом *T* [6, 7] (зависимость η от *T* медленней). По этой причине влияние лазерного нагрева среды может оказаться решающим, особенно в стационарном режиме (самофокусировка длинных импульсов).

4

Изменение температуры Т описывается уравнением теплопроводности:

$$C \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \star \Delta_{\perp} T + \frac{\delta c n}{8\pi} |E|^2.$$
(3)

Здесь C — теплоемкость, c — скорость света, \varkappa — коэффициент теплопроводности; плотность среды ρ в рассматриваемом диапазоне температур почти не изменяется.

Основная особенность самофокусировки света в изотропной фазе ЖК связана с заметным влиянием ПД нелинейного отклика среды, усиливающимся при приближении к T^* (члены с поперечными лапласианами в (2) и (3)).

Для определенности считаем далее, что падающий на границу ЖК пучок имеет гауссову форму с заданной огибающей

$$E(t, r, z=0) = E_0 A(t) \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2}\right), r^2 = x^2 + y^2.$$
 (4)

Условие самофокусировки пучка и условия образования нити из малого возмущения граничного профиля (4) находим последовательно для стационарного и нестационарного режимов; также раздельно учитываем влияние теплового и ориентационного механизмов ПД.

3. Стационарный режим самофокусировки $(\partial/\partial t=0)$ реализуется, если длительность импульса τ_{μ} больше времени релаксации τ_{p} и времени установления температуры $\tau_{\tau} = C \rho r_{0}^{2}/4 \varkappa$.

Исследуем сначала вклад теплового механизма $(L_{op} = 0, \delta \neq 0)$. Выделяя действительные амплитуду и фазу поля

$$E(r, z) = E_0 a(r, z) \exp\left[-ikS(r, z) - \delta z\right],$$

и действуя по способу, предложенному в [8, 9], непосредственно из (1)--(3) получаем пороговое условие самофокусировки в виде

$$\frac{\partial^2 a}{\partial z^2} (z=0) = F P/P_1 - (F P)^2/2P_1 P_2 - 1 \ge 0, \tag{5}$$

где $P_1 = 27\pi cn^3 b (T_0 - T^*)/2 (8\pi k \Delta \chi)^2$ — пороговая мощность без учета теплового механизма, $P_2 = 2\pi \kappa (T_0 - T^*)/\delta$, $F = (1 + 0, 4P/P_2)^{-1}$, T_0 — тем-пература термостата.

Область значений мощности пучка P, при которых происходит «схлопывание» пучка как целого, лежит слева от кривой 1 рис. 1, а. Существование ее верхней ветви обусловлено тепловым насыщением нелинейности. При $P_2 \rightarrow \infty$ ($\delta \rightarrow 0$) условие (5) переходит в обычное: $P \ge P_1$. При большом поглощении ($P_2 < 2P_1$) самофокусировка пучка невозможна: ей препятствует нелокальность нагрева среды. Условие образования нити из неоднородности граничного профиля находим, разрешая, аналогично [9], линеаризованную относительно малого возмущения $\alpha(x, y)$ гладкого профиля (4) систему (1)—(3):

$$\partial^2 \alpha / \partial z^2 > \partial^2 a / \partial z^2 > 0, \quad z = 0.$$

Для самых опасных, приосевых, неоднородностей последнее принимает вид

30

15

$$2(1-\beta^{-1})/\beta + (1+\beta^{-1})FP/P_1 - (FP)^2/P_1P_2 > 0.$$
 (6)

30

15

0,4 P, P2

б

Рис. 1. Стационарный порог самофокусировки (1) и области параметров нарастающих возмущений. Значения β: 2— 0,4; 3—0,2 и 4—0,1

Параметр β здесь характеризует поперечный размер неоднородности $r_{\rm H}:\beta=(r_{\rm H}/r_0)^2$.

0,2

a

4. Учитывая только ориентационный механизм ПД ($L_{op} \neq 0, \delta = 0$), получаем следующие пороговые условия, соответствующие (5) и (6):

$$P/P_{i} \gg \gamma^{-1} \left[\gamma \exp(\gamma) \operatorname{Ei}(-\gamma) + 1 \right]^{-1}$$
(7)

(область выше кривой 1 рис. 1, 6);

$$2(1 - \beta^{-1})/\beta - (1 + \beta^{-1})P\gamma \exp(\gamma) \operatorname{Ei}(-\gamma)/P_{1} + 2P\gamma (1 + (1 + \gamma) \exp(\gamma) \operatorname{Ei}(-\gamma))/P_{1} > 0,$$
(8)

здесь $\gamma = (r_0/L_{op})^2$.

Так же, как в отсутствие ПД [9], существует оптимальный — в смысле скорейшего выделения в нить — размер неоднородности (кривые сплошные, рис. 2)

$$\beta_{\text{onr}} = 2 (1 + F P/2P_1)^{-1} \quad (\delta \neq 0, \ L_{\text{op}} = 0),$$

$$\beta_{\text{onr}} = 2 (1 - P \gamma \exp(\gamma) \operatorname{Ei} (-\gamma)/2P_1)^{-1} \quad (\delta = 0, \ L_{\text{op}} \neq 0).$$

Рис. 2. Зависимость оптимального (сплошные кривые) и минимального (пунктирные) размеров неодногодности, выделяющейся в нить: a: криење 1-3 соответствуют значениям $P_2/P_1 = \infty$, 10, 4 и 6: кривые 4-6 соответствуют $\gamma^{-1} = 1, 0,5; 0$



Для фиксированных P, P₁, P₂, γ из (6) и (8) находится также минимальный размер неоднородности, выделяющейся в нить (кривые пунктирные, рис. 2).

5

5. Таким образом, нагрев среды лазерным излучением и пространственная нелокальность ориентационного механизма повышают порог образования нитей P_β в большей степени, чем порог P_n — самофокусировки пучка как целого (рис. 1). Для мелкомасштабных неоднородностей, β ≤ 0,1 (только такие β и имеет смысл рассматривать), P_β в 2-3 раза превышает P_n уже при P₂ ≤ 20P₁ либо $L_{\rm op} \ge 0.1 r_0$. Это выполняется в широком диапазоне параметров: $P_1 \sim 10^2 - 10^3$ BT, $\varkappa \sim 10^{-1} - 10^1$ BT/M·K, $T_0 - T^* \sim 1 - 10$ K, $\delta \sim 10^{-2} - 10^{-2}$ 10^{-3} см⁻¹ (величина L_{op} порядка характерного размера домена ЖК). Следует отметить, что в типичных экспериментальных условиях [1, 2, 6, 7] длительность импульса τ_{μ} меньше τ_{τ} ($r_0 \sim 10^{-2}$ см). Однако время установления теплового квазиравновесия в пределах приосевой неоднородности может быть меньше т, поэтому исследование устойчивости, проведенное в стационарном приближении, имеет более широкую область применимости.

6. Если длительность импульса сравнима с временами т_г, тр или меньше их, необходим учет нестационарности исходных уравнений (1)—(3) $(\partial/\partial t \neq 0)$. Действуя аналогично п. 3 и 4, получаем для теплового механизма ПД ($L_{op} = 0, \ \delta \neq 0$) условие нарастания интенсивности на оси основного пучка в функции времени:

$$PW_{1}^{-1}\int_{0}^{t} d\tau A^{2}(\tau) G(t-\tau) [1-PG_{2}(t-\tau)] > 1.$$
(9)

Здесь введены энергетические параметры $W_1 = P_1 \tau_p$, $W_2 = P_2 \tau_T$. $G(\theta) = \exp\left\{-\left[PG_1(\theta) + \theta/\tau_n\right]\right\},\$

$$G_n(\theta) = (2W_2\tau_p)^{-1} \int_0^{\theta} d\theta' \int_0^{\theta'} d\theta'' A^2(\theta'') [(\theta' - \theta'')/\tau_T + 1]^{-n}, n = 1, 2.$$

Условие выделения приосевого возмущения в нить имеет вид $2(1-\beta^{-1})/\beta + P W_1^{-1} \int_{t}^{t} d\tau A^2(\tau) G(t-\tau) (1+\beta^{-1}-2PG_2(t-\tau)) > 0. (10)$

При учете, в качестве основного, ориентационного механизма ($L_{op} \neq 0$, $\delta = 0$) соответствующие (9), (10) неравенства принимают вид

$$H_2 \geqslant 1, \tag{11}$$

$$2(1-\beta^{-1})/\beta + (\beta^{-1}-1)H_1 + 2H_2 > 0, \qquad (12)$$

где

$$H_n = P W_1^{-1} \int_0^t A^2(\theta) d\theta \exp \left[(\theta - t) / \tau_p \right] \left[1 + (t - \theta) / \gamma \tau_p \right]^{-n}, n = 1, 2.$$

Условия (9)—(12) легче всего выполняются вблизи максимума интенсивности импульса. В существенно нестационарном пределе, $\tau_{\mu} \ll \tau_{p}, \tau_{\tau},$ имеем соответственно:

$$W \exp\left(-W \tau_{\rm B}/2 W_2 \tau_{\rm p}\right) \left(1 - W \tau_{\rm B}/2 W_2 \tau_{\rm p}\right) / W_1 > 1, \qquad (9')$$

$$2(1 - \beta^{-1})/\beta + W \exp(-W \tau_{\mu}/2W_{2}\tau_{p})(1 + \beta^{-1} - W \tau_{\mu}/W_{2}\tau_{p}) > 0, \quad (10')$$

$$W \gg W_{1}[1 + \tau_{\mu}/\gamma \tau_{p}]^{2}. \quad (11')$$

$$V \gg W_1 [1 + \tau_{\mu} / \gamma \tau_{\rho}]^2,$$
 (11')

$$2(1 - \beta^{-1})/\beta + W(\beta^{-1} - 1 + 2/(1 + \tau_{H}/\gamma\tau_{p}))/W_{1}(1 + \tau_{H}/\gamma\tau_{p}). \quad (12')$$

Здесь $W = P \int_{0}^{t} A^{2}(\theta) d\theta$ — энергия импульса.

На рис. З изображены энергетические пороги самофокусировки и неустойчивости пучка относительно расслоения для $\tau_{\rm n}/\tau_{\rm p} \simeq 0,1$. Сравнение стационарных и нестационарных пороговых условий показывает, что в последнем случае влияние ПД нелинейности слабее, поэтому добиться самофокусировки пучка как целого труднее. Заметим, что поведение кривых на рис. З слабо зависит от формы огибающей $A^2(t)$.



Рис. 3. Нестационарный порог самофокусировки (1) и области параметров нарастающих возмущений. Значения β для кривых 2—4 те же, что на рис. 1

7. Проведенный анализ теплового и ориентационного механизмов ПД нелинейного отклика ЖК в предпереходной области дает основание утверждать, что ЖК вещества перспективны для формирования гладких световых пучков большой интенсивности. Это их свойство, важное для применения в приборах квантовой электроники, должно стимулировать, на наш взгляд, постановку новых экспериментов, направленных на поиски соединений с оптимальными параметрами ($\Delta \chi$, τ_p , W_2). Дополнительные возможности содержит в себе использование ЖК — структур с гиротропными свойствами (холестерические ЖК), нелинейные эффекты в которых существенно зависят от поляризации излучения.

Авторы глубоко благодарны С. А. Ахманову за поддержку работы и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Narasimha Rao D. V. G. L., Jayraman S. "Appl. Phys. Lett.", 1973, 23, 539.
 Narasimha Rao D. V. G. L., Jayraman S. "Phys. Rev.", 1974, 10A, 2457.
 Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. ЖЭТФ, 1966, 50, 1537.
 Ландау Л. Д., Халатников М. М. ДАН СССР, 1954, 96, 469.
 De Gennes P. G. "Phys. Lett.", 1969, 30A, 454.
 Wong G. K. L., Shen Y. R. "Phys. Rev. Lett.", 1973, 30, 895.
 Wong G. K. L., Shen Y. R. "Phys. Rev.", 1974, 10A, 1277.
 Луговай В. И. ДАН СССР, 1967, 175, 58.
 Ляхов Г. А. «Оптика и спектроскопия», 1972, 33, 969.

Кафедра общей физики для мехмата Поступила в редакцию 22.12.77