3. Белов К. П., Горяга А. Н., Скипетрова Л. А. «Письма в ЖЭТФ», 1975, 22, 29.
4. M. Henning I. C., Damen I. P. M. «Phys. Rev.», 1971, B3, 3852.

Поступила в редакцию
22.10 1976 г.
Кафедра
общей физики для
естественных факультетов

УДК 548.0 : 532.783

Г. А. Ляхов
В. А. Макаров

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ПЕРЕХОД ИЗ НЕМАТИЧЕСКОЙ В ХОЛЕСТЕРИЧЕСКУЮ ФАЗУ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

1. Изменения структуры жидких кристаллов (ЖК) под действием магнитных и электрических полей (статических и низкочастотных) подробно изучены как теоретически, так и экспериментально [1]. Расширяющиеся в последнее время исследования нелинейных оптических эффектов (генерация гармоник, вынужденные рассеяния, самовоздействие) делают актуальным анализ деформаций ЖК электромагнитными полями большой интенсивности. Пример такой деформации — увеличение шага холестерической структуры (ХС) в поле бегущей волны [2] с частотой, лежащей вне полосы кругового дихроизма [3]. ХС может быть наведена в жидкости спиральной стоячей волной (ССВ) [4]. Показатель дихроизма при этом пропорционален интенсивности, вращательная способность квадратична по интенсивности, и величина ее, по оценкам, сравнима с таковой для обычных оптически активных кристаллов [5].

В настоящей работе показано, что при превышении пороговой величины интенсивности, зависящей от длины ЖК, ССВ преобразует нематическую структуру в ХС с шагом, близким к длине волны. При воздействии длинного светового импульса оптическая активность образца определяется анизотропией восприимчивости ЖК, т. е. имеет большую величину. Рассмотренный эффект перспективен в приложениях; его использование является способом создания однородных в большом объеме образцов оптически активных ЖК (степень однородности ЖК важна, например, при их применении в нелинейных оптических преобразователях).

2. Изменения медленных амплитуд циркулярно поляризованных компонентов поля $A_\pm$ в ЖК описываются уравнениями [3]:

$$(d^2/dz^2 + \omega^2\varepsilon_0/c^2)\, A_\pm + \omega^2\varepsilon_a/2c^2 A_\mp \exp(\pm 2i\theta) = 0. \qquad (1)$$

Световую волну считаем плоской; ε_0 и ε_a выражаются через поперечную и продольную части проницаемости; $\theta(z)$ — определяющая компоненты директора угловая переменная. Влияние на нее светового поля учитывается уравнением Эйлера — Лагранжа для функционала свободной энергии ЖК в поле:

$$d^2\theta/dz^2 = \varepsilon_a\,[\mathrm{Re}\,(A_+A_-^*)\sin(2\theta) + i\,Im\,(A_+A_-^*)\cos(2\theta)]/4\varkappa, \qquad (2)$$

$\varkappa$ — модуль упругости. Из (1), (2) следует, что в среде устанавливается ХС, если поле — суперпозиция двух встречных циркулярно поляризованных волн ССВ:

$$\theta = kz, \quad A_\pm = 2E_0 \exp(\pm ikz), \quad k = \omega\,(\varepsilon_0 + \varepsilon_0/2)^{1/2}/c. \qquad (3)$$

Решение (3) справедливо для безграничной среды; учет граничных условий приводит, как и в переходе Фредерикса [1], к появлению пороговой зависимости интенсивности поля от длины образца.

3. В ЖК конечной длины при произвольных граничных условиях наведенная ХС искажается вблизи границ. Размер области неоднородности находим, считая искажения ССВ в ней малыми. Теперь (2) имеет вид

$$d^2\theta/dz^2 = \varepsilon_a E_0^2 \sin[2\,(\theta - kz)]/\varkappa. \qquad (4)$$

и его решение выражается в общем случае через эллиптические функции Якоби. Полагая $\theta(0) = \pi/2$ худшее для наших целей граничное условие, $\theta(z > L/2) \approx kz$, L — длина образца, получаем:

$$\theta = kz + \arcsin[\mathrm{sch}(z/\tilde{z})],$$

где

$$(\varkappa/2\varepsilon_a)^{1/2}/E_0 = \tilde{z}.$$

Таким образом, размер области неоднородности уменьшается с ростом интенсивности, и требуемая для выполнения неравенства $L_н < L/2$ пороговая интенсивность равна $P_п = 81c\varkappa\varepsilon_0^{1/2} \cdot (4\pi\varepsilon_a L^2)^{-1}$.

4. Если световая волна отлична от спиральной стоячей волны (в частности, из-за отражения от приграничного слоя), линеаризация (3) показывает, что неидеальность ССВ влияет на регулярность ХС лишь в области $z \leqslant L_н$. При этом изменение обратного шага [2]

$$\Delta k/k = 3\varepsilon_a \Gamma P/256\varepsilon_0 P_1, \tag{5}$$

где Γ — коэффициент, характеризующий неидеальность ССВ, $P_1 = c\varepsilon_0^{1/2} k^2\varkappa/8\pi\varepsilon_a$

5. До сих пор мы считали излучение, падающее на ЖК, непрерывным, длительность световых импульсов τ_u больше времени релаксации ЖК τ_p. В эксперименте удобней использовать короткие лазерные импульсы (более высокая интенсивность, смягчение требований к тепловой стабилизации). При $\tau_u \leqslant \tau_p$ необходимо дополнить (4) членом, учитывающим вязкость γ:

$$\gamma\partial\theta/\partial t = \varkappa\partial^2\theta/\partial z^2 - \varepsilon_a E_0^2(t)\sin[2(\theta - kz)]. \tag{6}$$

Это уравнение справедливо при $\tau_u > L/c$, $L > L_н$. Его приближенное решение, имеющее хорошую точность при всех z для коротких мощных импульсов и правильно описывающее установление стационарного режима, таково:

$$\theta = kz - \mathrm{arctg}[\exp(-W/W_1)\,\mathrm{tg}(kz)]. \tag{7}$$

Здесь

$$W(t) = c\varepsilon_0^{1/2}\int E_0^2(t)\,dt/4\pi, \quad W_1 = \gamma P_1/k^2\varkappa.$$

6. При типичных значениях параметров [1]: $\varkappa = 10^{-11}$—10^{-12} н, $\varepsilon_a = 10^{-1}$—10^{-2}, $\varepsilon_0 = 2{,}0$—$2{,}5$, $L_н^2$ (см^2) $= (10^{-2} - 1)\,P$ (вт/см^2). Для получения $L_н \sim 10^{-3}$—10^{-2} см оказываются достаточными вполне реальные интенсивности $P \sim 10^3$—10^4 вт/см^2. Допустимая при этом неидеальность ССВ оценивается по формуле (5). В оптическом диапазоне ($\lambda = 10^{-4}$—10^{-5} см) $P_1 = 10^6$—10^7 вт/см^2, следовательно, $\Delta k/k \leqslant 10^{-6}$, если неидеальность ССВ составляет несколько процентов. При использовании импульсного лазерного источника основная характеристика, требующая оценки (время установления ХС, определяемое из (7)): $W(t = \tau_y) = W_1$, откуда $\tau_y = \gamma c\varepsilon_0^{1/2}/8\pi\varepsilon_a P$. ХС устанавливается за время порядка $\tau_и$ при $W \gtrsim \gamma c\varepsilon_0^{1/2}/8\pi\varepsilon_a = 10^1 - 10^3$ дж/см^2 ($\gamma = 10^{-1}$—10^{-2} пз). Такие плотности энергии реализуемы в фокусированных (радиус пучка ~ 100 мкм) пучках лазеров на стекле либо на АИГ с неодимом. Изменение температуры под действием импульса, определяемое из уравнения теплопроводности, равно $\Delta T = \delta W \cdot (2c\rho)^{-1}$, где коэффициент поглощения $\delta \sim 1$ см$^{-1}$, теплоемкость $c = 1$—10 дж/г$\times$ $\times$град, плотность $\rho \sim 1$ г/см^3. Допустимым можно считать нагрев до $\Delta T \leqslant 10°$, т. е. $W \leqslant 10^2$ дж/см^2.

Таким образом, установление ХС за время τ_u может быть получено без значительного нарушения теплового режима. Наблюдение рассмотренного эффекта измерением поляризационных характеристик рассеяния слабого пробного сигнала облегчается тем, что время релаксации τ_p наведенной структуры, определяемое из (6) при $E_0 = 0$, достаточно велико: $\tau_p = \gamma\lambda^2/\pi^2\varkappa \sim 10^{-3}$—$10^{-7}$ с.

Авторы глубоко благодарны С. А. Ахманову за поддержку работы и полезные обсуждения, а также С. Г. Дмитриеву и Е. И. Кацу за ценные критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. De Gennes P. G. The physics of liquid crystals. Clarendon Press, Oxford, 1974.
2. Дмитриев С. Г. ЖЭТФ, 1973, **65**, 2466.
3. Кац Е. И. ЖЭТФ, 1970, **59**, 1854.
4. Kastler A. «Comp. rend. Acad. Sci.» 1970, 271, B999.
5. Ляхов Г. А. ЖЭТФ, 1973, **64**, 768.

Поступила в редакцию
26.1 1977 г.

Кафедра
общей физики для мехмата