

НОВАЯ ВНУТРЕННЯЯ ОПТИЧЕСКАЯ
БИСТАБИЛЬНОСТЬ В НЕМАТИКАХ

К.Е. А с а т р я н, Т.В. Г а л с т я н

Скачкообразные изменения состояний жидких кристаллов (ЖК) и связанные с этим эффекты оптических бистабильностей (ОБ) представляют научный и практический интерес для систем оптической обработки информации [1]. Среди них своей оригинальностью и предельной простотой в приложениях выделяются схемы с безрезонаторной внутренней ОБ. Первое теоретическое сообщение о существовании такого рода эффекта в нематических ЖК (НЖК) было сделано в работах [2, 3]. Из-за малости ширины гистерезиса эта схема (после теоретических работ [4, 5]) была экспериментально реализована лишь при помощи наложения сильного магнитного поля на НЖК ячейку [6].

В настоящей работе предсказан эффект индуцирования гистерезиса оптического перехода Фредерикса¹ в НЖК затуханием световой волны.

Пусть в ячейке с гомеотропно-ориентированным НЖК вдоль невозмущенного директора (ось z) распространяется линейно поляризованная световая волна. Затухание этой волны учитывается комплексным тензором диэлектрической проницаемости среды (предполагаем, что главные оси действительной и мнимой частот этого тензора совпадают) [7].

Из вариационного уравнения для директора нематика и уравнений Максвелла в приближении геометрической оптики можно получить следующие уравнения для угла переориентации директора θ и интенсивности волны ρ внутри НЖК:

¹ Известный в научной литературе также как светоиндуцированный переход Фредерикса (СПФ).

$$[1 - k \sin^2 \theta] \frac{d^2 \theta}{dz^2} - k \sin \theta \cos \theta \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + \frac{\rho}{\rho_F} \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 \frac{\sin \theta \cos \theta}{(1 - \gamma \sin^2 \theta)^{3/2}} = 0, \quad (1a)$$

$$P = P_{in} \exp \left\{ -\epsilon_{\perp} \int_0^z \frac{(1 - \gamma)^2 (1 + \eta) \sin^2 \theta + \cos^2 \theta}{(1 - \gamma \sin^2 \theta)^{3/2}} dz \right\}, \quad (1b)$$

где P_{in} — интенсивность падающей на НЖК ячейку световой волны, ρ_F — порог СПФ в прозрачном слое НЖК ($\epsilon_{\perp} = 0$), $k = 1 - K_1 / K_3$, K_1, K_3 — константы Франка, $\gamma = 1 - \epsilon_{\perp} / \epsilon_{\parallel}$, $\eta = \epsilon_{\parallel} / \epsilon_{\perp} - 1$, ϵ_{\parallel} и ϵ_{\perp} и ϵ_{\parallel} , ϵ_{\perp} — главные значения действительной и мнимой частей тензора диэлектрической проницаемости среды соответственно, $\epsilon_{\perp} = \omega \epsilon_{\perp} / \sqrt{\epsilon_{\perp}}$ — коэффициент экстинкции обыкновенной волны в среде, L — толщина НЖК слоя.

Из линеаризованного ур. (1) можно определить порог СПФ в поле затухающей световой волны. Этот частный случай был рассмотрен в работе [8].

Здесь мы рассматриваем общий случай, учитывая также зависимость коэффициента экстинкции от переориентации директора и возможный дихроизм затухания. Чтобы не усложнить задачу учетом тепловых эффектов, считаем, что затухание волны обусловлено поглощением примесями, введенными в НЖК матрицу, с последующим переизлучением с квантовым выходом ~ 1 .

Вычислим надпороговую ориентационную структуру нематика в приближении малой переориентации (т.е. когда имеется малое превышение над порогом), а также малого затухания, $\epsilon_{\perp} L \ll 1$. Так как в нашей задаче переориентация директора является несимметричной относительно центра ячейки, то в Фурье разложении угла переориентации (с учетом жесткого закрепления на границах ячейки) $\delta \theta(z=0) = \delta \theta(z=L) = 0$, могут иметь вклад также антисимметричные моды:

$$\delta \theta = \theta_1 \sin \frac{\pi z}{L} + \theta_2 \sin \frac{2\pi z}{L} + \dots \quad (2)$$

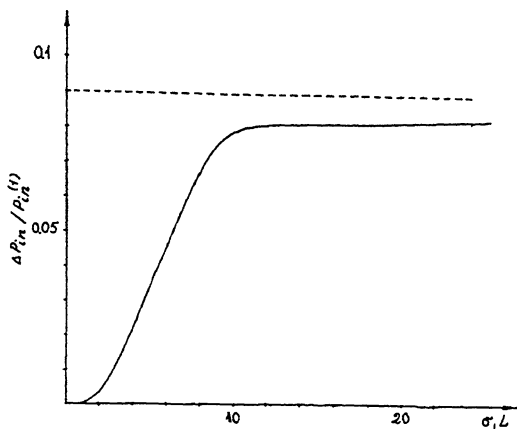
Учитывая члены до третьего порядка малости по $\delta \theta$ в (1) с учетом (2), для амплитуд первых симметричной и антисимметричной мод, можно получить:

$$B \theta_1^3 + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{P_{in}}{P_F} \right) \theta_1 = 0, \quad (3a)$$

$$\theta_2 = \frac{16}{27\pi^2} \epsilon_{\perp} L \cdot \theta_1, \quad (4)$$

где

$$B = (1/4) \left[1 - \frac{9}{4} \gamma - k + \frac{\epsilon_{\perp} L}{2} \left(\eta(1 - 2\gamma) - \frac{\gamma}{2} \right) \right] \quad (3b)$$



Зависимость относительной ширины $\Delta P_{in}/P_{in}^{(0)}$ гистерезиса СПФ от $\sigma_{\perp}L$ для МВВА при $\eta = -0.5$.

в линейном по γ приближении, $P_{in}^{(0)} = P_F / (1 - 0.5\sigma_{\perp}L)$ - порог СПФ в поле затухающей световой волны.

Отметим следующие особенности полученных выражений. Прежде всего это наличие антисимметричной моды $\theta_2 \sin(2\pi z/L)$, что обуславливает сдвиг z -координаты максимальной переориентации директора θ_m от центра, не зависящей, в рассматриваемом приближении, от интенсивности волны:

$$\delta z_m = z_m - \frac{L}{2} = -\frac{2L}{\pi} \frac{\theta_2}{\theta_1}, \quad (5)$$

где z_m - координата максимальной переориентации. Например, для $\sigma_{\perp}L \approx 0.25$ относительный сдвиг $\delta z_m/L \approx -10^{-2}$. Во-вторых, параметр B (см., например, [9]) становится зависящим от затухания световой волны ($\sigma_{\perp}L$ и η). Причем, при выполнении условия

$$\eta(1-2\gamma) - \frac{\gamma}{2} < 0 \quad (6)$$

затухание приводит к уменьшению параметра B (например, для МВВА условие (6) имеет вид $\eta < 0.21$). Таким образом, при соответствующем выборе $\sigma_{\perp}L$ и η , положительный (при отсутствии поглощения) параметр B может стать отрицательным, что, как известно, приводит к скачкообразному изменению ориентационного состояния ЖК и к гистерезису СПФ.

Следует особенно подчеркнуть случай, когда молекулы примеси обладают недихроичным поглощением ($\eta = 0$). Из (3б) видно, что даже в этом случае затухание волны может индуцировать гистерезис перехода Фредерикса. Это можно понять также из (1б). Так, разница коэффициентов экстинкции при $\theta = \pi/2$ и $\theta = 0$ равна

$$\epsilon_{||} - \epsilon_{\perp} = \frac{\omega}{c} \approx \left(\frac{1}{\sqrt{\epsilon_{||}}} - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{\perp}}} \right).$$

Но так как для световых полей в основном $\epsilon_{||} > \epsilon_{\perp}$, то в среде, даже с недихроично поглощающими примесными молекулами, имеется отрицательное дихроичное затухание. А в этом случае гистерезисная зависимость переориентации нематика от интенсивности волны легко можно объяснить физически.

Отметим, что при $B < 0$ ур. (3) не определяет надпороговую структуру НЖК и, следовательно, не дает сведений о величинах скачков ориентационной конфигурации нематика ($\Delta \theta_m$ и Δz_m) и о ширине гистерезиса ($\Delta \rho_{in} = \rho_{in}^{(1)} - \rho_{in}^{(2)}$). Для этого необходимо учесть в (1) члены более высокого порядка малости по $\delta \theta$ (вплоть до членов $\sim \delta \theta^5$). Однако, во избежание громоздких аналитических вычислений, нами был проведен численный расчет ур. (1) на ЭВМ. Полученные результаты, подтверждая предсказанные выше эффекты, дают полную информацию о величинах $\Delta \theta_m$, Δz_m , $\Delta \rho_{in}$ ². Ниже приведем только зависимость относительной ширины бистабильной области от коэффициента поглощения, для ЖК МББА (см. рисунок). Например, для $\epsilon_{\perp} L = 5$ имеем $\rho_{in}^{(1)}/\rho_F \approx 6.56$, $\rho_{in}^{(2)}/\rho_F \approx 6.33$ и $\Delta \rho_{in}/\rho_F \approx 0.23$, что легко можно наблюдать экспериментально. Для сравнения отметим, что при индуцировании гистерезиса шириной такого же порядка (для МББА) с помощью магнитного поля порог СПФ увеличивается примерно в 30 раз.

Экспериментальное изучение обсуждаемых эффектов легче всего проводить при $\eta < 0$, чего можно добиться введением в НЖК матрицу дихроичных примесных молекул (см., например, [10]).

В связи с возможностями практических применений обсуждаемых эффектов большой интерес представляет недавнее сообщение в работе [11] о гигантском спектральном сдвиге полосы поглощения примесного нематика при переходе Фредерикса. Это позволило бы управлять параметрами η и $\epsilon_{||, \perp}$ длиной волны света индуцирующего СПФ. Таким образом, появляется возможность создания частотно управляемых, безрезонаторных оптически бистабильных элементов на НЖК.

Авторы благодарны Л.Г. Петросяну за помощь в проведении численных расчетов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г и б б с Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. 518 с.
 [2] З е л ь д о в и ч Б.Я., Т а б и р я н Н.В., Ч и л и н г а -

² Подробные результаты численного анализа будут опубликованы отдельно.

- ря н Ю.С. // ЖЭТФ. 1981. Т.81. В. 1(7). С. 72-83.
- [3] O n g H.L. // Phys. Rev. A. 1983. V. 28. N 4. P. 2393-2407.
- [4] Н е р с и с я н С.Р., Т а б и р я н Н.В. // Опт. и спектр. 1983. Т. 55. В. 4. С. 782-784.
- [5] N e r s i s y a n S.R., T a b i r y a n N.V. // Mol. Cryst. and Liquid Cryst. 1984. V. 116. N 1-2. P. 448-451.
- [6] K a r n A.J., A r a k e l i a n S.M., S h e n Y.R., O n g H.L. // Phys. Rev. A. 1986. V. 57. N 4. P. 448-451.
- [7] Б о р н М., В о л ь ф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
- [8] Т а б и р я н Н.В. // Опт. и спектр. 1985. Т. 58. В. 5. С. 1142-1143.
- [9] А с а т р я н К.Е., М к р т ч я н А.Р., Н е р с и с я н С.Р., Т а б и р я н Н.В. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95, В. 2. С. 562-568.
- [10] Б л и н о в Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 384 с.
- [11] А в е р ь я н о в Е.М., Р у м я н ц е в В.Г., М у р а т о в В.М. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. В. 5. С. 279-282.

Поступило в Редакцию
4 января 1991 г.