

УДК 535.621.372

## КАТАСТРОФЫ ПРИ ТЕПЛОВОМ ИЗМЕНЕНИИ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

А. Р. МКРТЧЯН, С. Р. НЕРСИСЯН, Н. В. ТАБИРЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 25 октября 1992 г.)

Рассмотрена оптически бистабильная система на основе ячейки с холестерическим жидким кристаллом (ХЖК). Показано, что использование идеологии теории катастроф позволяет получить полную картину скачкообразных и гистерезисных явлений при управлении состоянием системы интенсивностью воздействующей ХЖК световой волны и параметрами ХЖК-среды.

1. Оптическая бистабильность продолжает привлекать внимание исследователей в связи с перспективой создания логических элементов оптических вычислительных устройств [1]. Большая ориентационная оптическая нелинейность мезофазы жидких кристаллов позволяет конструировать ряд схем бистабильности при весьма низкой интенсивности светового излучения и в очень тонких слоях нелинейной среды (см., например, [2—8]). В работе [8] обсуждались бистабильные схемы на основе тепловой-ориентационной нелинейности ХЖК. Был предложен ряд бистабильных схем, в которых нелинейность связана с поглощением падающего и отраженного светового излучения, с последующим изменением профиля спирали ХЖК. При этом могут меняться отражательное состояние, вращательная способность и т. д. Соответствующий эксперимент по бистабильности, связанный с изменением отражения, при нагревании ХЖК лазерным пучком проведен в работе [9].

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию схемы бистабильного устройства, в которой под воздействием светового излучения меняется вращательная способность ХЖК. Показано, что использование идеологии теории катастроф, связывающей возможные типы неустойчивостей системы с числом управляющих параметров [10], позволяет выявлять целый ряд явлений неустойчивостей и гистерезисов.

2. Рассмотрим ячейку с ХЖК в виде планарной текстуры Гранжана. Пусть на него падает нормально линейно поляризованная световая волна, частота которой находится далеко от полосы селективного отражения ХЖК. Тогда, при нагреве ХЖК из-за поглощения света будет меняться шаг спирали. Если на выходной плоскости ячейки заданы нежесткие условия закрепления для директора ХЖК (например, эта плоскость свободна), то это будет приводить к изменению

ориентации директора на этой же плоскости. Тогда поляризация световой волны, адиабатически следуя за поворотом директора, выйдет из ячейки также повернутой. Зависимость шага спирали  $h$  от температуры может быть довольно сложной [11]. Будем использовать простую зависимость  $h \sim T^{-1}$ . Тогда, при нагреве среды в поле световой волны на величину  $\Delta T$  для угла поворота направления поляризации легко получить

$$\varphi = \varphi_0 \left( 1 + \frac{\Delta T}{T_0} \right), \quad (1)$$

где  $\Delta T = T - T_0$ ,  $T_0$  — первоначальная температура ХЖК,  $\varphi_0 = 2\pi L/h_0$ ,  $L$  — толщина ХЖК-ячейки,  $h_0$  — равновесный шаг холестерической спирали в отсутствие световой волны. Допустим далее, что излучение попадает на поляризатор с установленным вплотную полупрозрачным зеркалом и, частично отражаясь, на обратном пути также поглощается в слое ХЖК (рис. 1). Тогда ячейка будет нагреваться в поле двух световых волн и для  $\Delta T$  приближенно можно записать

$$\Delta T \approx \frac{\alpha \tau}{\rho C_p} (I' + I''). \quad (2)$$

В (2)  $\alpha$  ( $\text{см}^{-1}$ ) — коэффициент поглощения среды,  $\rho C_p$  — теплоемкость единицы объема среды,  $\tau$  — время тепловой релаксации:  $\tau \approx L^2 / \chi \pi^2$ ,  $\chi$  — коэффициент температуропроводности,  $I'$  — интенсивность падающей

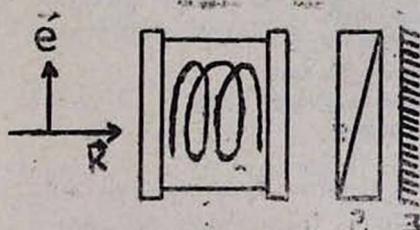


Рис. 1. Бистабильная схема на основе ХЖК-ячейки: 1—ячейка ХЖК с планарной ориентацией, 2—поляризатор, скрещенный с поляризацией падающей волны, 3—зеркало,  $e$ —орт поляризации,  $k$ —волновой вектор падающей волны.

волны,  $I''$  — интенсивность отраженной волны. Имея в виду наличие поляризатора, который скрещен с поляризацией падающей волны, для  $I'$  и для интенсивности волны  $I''$ , прошедшей сквозь все устройство, будем иметь

$$I' = I' R \sin^2 \varphi; \quad I'' = I' (1 - R) \sin^2 \varphi. \quad (3)$$

При записи формул (2), (3) мы считали поглощение малым и пренебрегали ее дихроизмом.

Как видно из формул (1) — (3), величины  $\varphi$  и  $I'$  определяются набором большого числа параметров  $I'$ ,  $h_0$ ,  $L$ ,  $R$ ,  $\alpha$ ,  $T_0$  и поэтому ис-

следование всех особенностей работы данного устройства представляется сложной задачей.

3. В качестве управляющих параметров выберем безразмерную величину  $A = (\alpha\tau/\epsilon C_p T_0)I^2$  и  $\varphi_0$ . Уравнение (1) с учетом формул (2), (3) нами решено численно для  $R = 0,9$ . Некоторые результаты представлены на рис. 2—4.

На рис. 2, а приведена зависимость угла поворота  $\varphi$  направления поляризации прошедшей сквозь систему волны от параметра  $A$

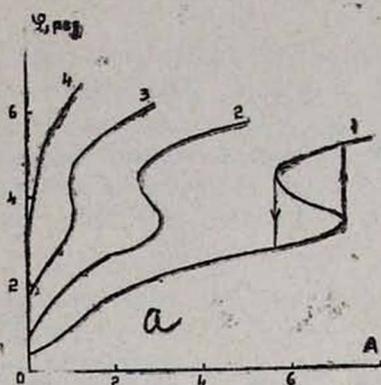


Рис. 2, а. Зависимость угла поворота  $\varphi$  направления поляризации прошедшей сквозь устройство волны от параметра  $A$ , для некоторых значений параметра  $\varphi_0$ : 1— $\varphi_0 = \pi/8$ ; 2— $\varphi_0 = \pi/4$ ; 3— $\varphi_0 = \pi/2$ ; 4— $\varphi_0 = \pi$ . На кривой 1 стрелками показаны направления скачков величины  $\varphi$ .

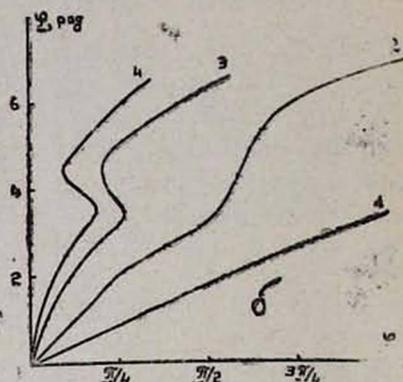


Рис. 2, б. Зависимость величины  $\varphi$  от параметра  $\varphi_0$ , для некоторых значений параметра  $A$ : 1— $A = 0,1$ ; 2— $A = 1$ ; 3— $A = 3$ ; 4— $A = 6$ .

для разных значений другого параметра  $\varphi_0$ . Как мы видим, для  $\varphi_0$  меньше значения  $\varphi_0^* \approx 5\pi/8$  увеличение параметра  $A$  и обратное его уменьшение приводят к скачкам величины  $\varphi$ . Ширина полученной таким образом петли гистерезиса и соответствующие величины скачков с уменьшением  $\varphi_0$  увеличиваются. Подобная картина наблюдается и в зависимости  $\varphi = \varphi(\varphi_0)$  для значений параметра  $A$  больше  $A^* \approx 1,5$  (рис. 2, б).

Одновременно с  $\varphi$  подобные скачки возникают также в пропускании системы  $I'/I'$  (рис. 3).

Полную картину возможных скачкообразных и гистерезисных процессов дает «поверхность равновесия»  $\varphi = \varphi(A, \varphi_0)$  (рис. 4).

4. Величины  $A$  и  $\varphi_0$ , кроме интенсивности падающего света, включают в себя также и параметры ХЖК среды. Следовательно, управление можно вести с помощью конкретно выбранной пары этих параметров. При этом ХЖК предоставляет ряд возможностей, как например, задание спектральной области поглощения при помощи внедрения соответствующих красителей в ХЖК, плавное изменение шага спирали при использовании разных процентных составов холестерин-

ческой примеси в нематическом веществе или же приложением к ячейке статических магнитных либо электрических полей.

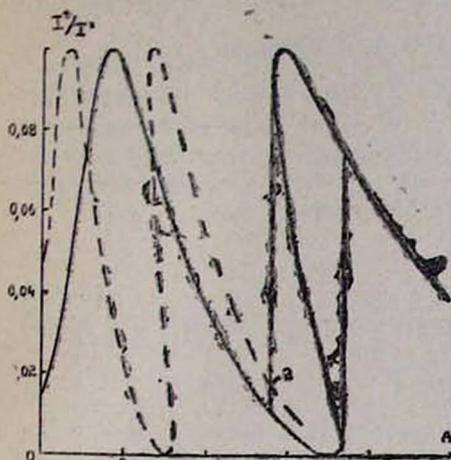


Рис. 3. Зависимость пропускания системы  $I'/I$  от параметра  $A$ , для двух значений параметра  $\varphi_0$ : 1— $\varphi_0 = \pi/8$ , 2— $\varphi_0 = \pi/4$ . Стрелками показаны направления скачков величины  $I'/I$ .

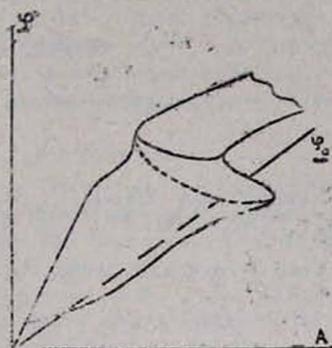


Рис. 4. Поверхность равновесия  $\varphi = \varphi(\varphi_0, A)$ .

Сделаем численные оценки для характерных значений интенсивности света  $I'$ . Для параметров ХЖК  $L = 10^{-2}$  см,  $\gamma = 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с,  $\rho C_p = 1$  Дж/см<sup>3</sup>К,  $\sigma = 10$  см<sup>-1</sup> получим  $\tau \sim 10^{-2}$  с и при  $T_0 = 300$  К,  $A \sim 1$  будем иметь  $I' \sim 10$  Вт/см<sup>2</sup>. Характерные величины скачков составляют:  $\Delta\varphi \sim 2$  рад,  $\Delta I' \sim 1$  Вт/см<sup>2</sup>.

Таким образом, взгляд на обсуждаемый процесс, как на «катастрофу» вращательного состояния ХЖК, позволяет выявлять все возможные виды неустойчивостей и гистерезисов, которые могут возникнуть в данной системе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Х. Гиббс. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М., Мир, 1988.
2. I. C. Khoo, J. Y. Hou, R. Normandin, V. C. Y. So. Phys. Rev., A 27, 3251 (1983).
3. I. C. Khoo, R. Normandin, V. C. Y. So. Appl. Phys., 53, 7599 (1982).
4. M. M. Cheung, S. D. Durbin, I. R. Shen. Optics Letts., 8, 39 (1983).
5. J. E. Bjorkholm, P. W. Smith, W. J. Tomlinson, A. E. Kaplan. Optics Letts., 6, 345 (1981).
6. I. C. Khoo, Appl. Phys. Letts., 41, 909 (1982).
7. Н. В. Кухтарев. УФЖ, 27, 291 (1982).
8. Б. Я. Зельдович, Н. В. Табирян. Квантовая электроника, 11, 2419 (1984).
9. Р. Б. Алавердян, С. М. Аракелян, Ю. С. Чилингарян. Письма в ЖЭТФ, 9, 366 (1985).
10. В. И. Арнольд. Теория катастроф. М., Изд. МГУ, 1983. Т. Постон, И. Стюарт. Теория катастроф и ее приложения. М., Мир, 1980.
11. В. В. Беляков, А. С. Сонин. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.

ԱՂԵՏՆԵՐ ԽՈՂԵՍՏԵՐԻԿ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՊՏՏՈՂԱԿԱՆ  
ԸՆԴՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ԶԵՐՄԱՅԻՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ա. Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ս. Ռ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, Ն. Վ. ԹԱՐԻՐՅԱՆ

*Դիտարկված է խոլեստերիկ հեղուկ բյուրեղով (հՀԲ) բջիջի հիման վրա օպտիկական երկ-  
կայուն համակարգը: Ցույց է տրված, որ աղետների տեսության գաղափարախոսության օգ-  
տագործումը թույլ է տալիս ստանալու թուխթածև և հիստերեզիսային երևույթների ամբողջա-  
կան պատկերը՝ համակարգի վիճակը հՀԲ-ի վրա ազդող լուսային ալիքի ինտենսիվությամբ  
և հՀԲ-ական միջավայրի պարամետրերով կառավարելու ժամանակ:*

CATASTROPHES TAKE PLACE BY A THERMAL CHANGE OF THE  
ROTATIONAL ABILITY OF THE CHOLESTERIC LIQUID CRYSTAL

A. R. MKRTCHYAN, S. R. NERSISYAN, N. V. TABIRYAN

An optic bistable system on the basis of the cell with a cholesteric liquid crystal (CLC) is considered. It is shown that the using of the ideology of the catastrophes theory permits us to get the full image of the jump-like and hysterical phenomena controlling the state of the system by the intensity of the light wave, wich influences the CLC and the CLC-medium parameters.