

УДК 535.621.372

## СКАЧКИ И ГИСТЕРЕЗИСЫ ПРИ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОМ ПЕРЕХОДЕ ФРЕДЕРИКСА. ОБУСЛОВЛЕННЫЕ КОНЕЧНОСТЬЮ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭНЕРГИИ НЕМАТИКА

С.Р. НЕРСИСЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 4 сентября 1995г.)

Предсказываются эффекты скачков и гистерезисов состояния ориентации нематического жидкого кристалла при переходе Фредерикса в световом поле, обусловленные конечностью энергии связи директора с граничащей с ним средой.

### Введение

Эффекты переориентации директора нематического жидкого кристалла (НЖК) во внешних (магнитных, квазистатических электрических, световых) полях достаточно хорошо исследованы, однако продолжают привлекать к себе внимание исследователей в связи с их специфическими особенностями. Речь, в частности, идет о том, что устойчивое равновесное состояние ориентации молекул НЖК при непрерывном изменении внешних управляющих параметров (например, напряженностей полей) может стать неустойчивым, вследствие чего плавное поведение системы может претерпеть скачки и приобрести гистерезисный характер. Так, например, в работах [1,2] была рассмотрена двухпараметрическая неустойчивость НЖК — возникновение скачков ориентации директора в окрестности точки перехода Фредерикса (ПФ) в магнитном поле, приложенном наклонно к плоскости ячейки с НЖК. Рассмотрение проводилось на основе анализа с точки зрения теории особенностей Уитни [3] и было показано, что при плавном изменении напряженности магнитного поля (управляющими параметрами при этом служили  $x$  и  $y$  компоненты магнитного поля) состояние ориентации претерпевает скачки (катастрофа сборки [3,4]). В работах [5,6]

аналогичные эффекты были исследованы при ПФ в скрещенных электрическом и магнитном полях для НЖК с наклонной ориентацией директора на границах. Здесь так же, как и в предыдущих работах были использованы элементы теории бифуркаций и катастроф [4]. Недавно аналогичные эффекты были предсказаны и исследованы при управлении состоянием ориентации НЖК с помощью разности потенциалов приложенных к ячейке двух электрических полей и их частот [7].

Более детальный анализ неустойчивостей, бистабильностей и процессов скачкообразных изменений состояний ориентации НЖК проведен в [8], при плавном изменении таких внешних параметров, как напряженности полей, шаг холестерической спирали хиральных добавок и т.д. Рассмотрение этих процессов с помощью законов сохранения и интегралов равновесий для ЖК и с точки зрения теории бифуркаций и катастроф позволило получить конкретные результаты для ряда задач: ячейка с закрученным нематиком, планарно-ориентированный холестерик, гомеотропно-ориентированный нематик в присутствии хиральных молекул и т.д.

В работах [9,10] явления катастроф были исследованы при светоиндуцированных ориентационных эффектах в НЖК. Причем, рассматривались режимы как беспороговой [9], так и пороговой [10] переориентации директора. В частности, было показано, что светоиндуцированный переход Фредерикса (СПФ) — световой аналог пороговой переориентации директора в статических полях, можно трактовать как частный случай катастрофы типа "бабочка". Как известно (см., например, [4]), данной катастрофой описываются все возможные неустойчивости, которые могут иметь место в системе с одним управляемым и четырьмя управляющими параметрами.

Отметим однако, что в перечисленных выше работах исследования проводились для таких ячеек с НЖК, сцепление молекул которого с ограничивающими поверхностями считалось абсолютно жестким. Это означает, что ориентация директора на границах слоя является неизменной при любых значениях внешних полей и для исследования искаженных равновесных структур выше порогов внешних дестабилизирующих факторов достаточно минимизировать только объемную свободную энергию НЖК.

В настоящей работе показано, что учет конечности поверхностной энергии обуславливает ряд скачкообразных и гистерезисных эффектов при управлении состоянием ориентации директора интенсивностью световой волны или напряженностью стабилизирующих исходное состояние НЖК магнитного либо электрического поля и параметром степени жесткости ориентации директора на границах слоя. Использование известной идеологии теории бифуркаций и катастроф [3,4], связывающей возможные типы неустойчивостей системы с числом перечисленных выше управляющих параметров, позволяет легко интерпретировать эти эффекты.

## 1. Постановка задачи и основные уравнения

Рассмотрим ячейку с НЖК, заполняющую область пространства  $0 \leq z \leq L$ , на границах которой имеется нежесткая связь директора  $n$  с ограничивающими поверхностями. Последние могут быть подложками из твердого вещества либо имеется в виду слой НЖК с двумя свободными поверхностями [11], т.е. когда молекулы НЖК соприкасаются непосредственно с окружающим воздухом. С целью поддержания достаточно однородной исходно гомеотропной ориентации директора допустим, что нормально к слою (вдоль оси  $z$ ) приложено статическое магнитное поле напряженностью  $H = e_1 H$ . Пусть на такой слой вдоль оси  $z$  падает монохроматическая плоская световая волна, комплексная амплитуда  $E(r)$  электрического поля которой связана с вещественным вектором напряженности соотношением  $E(r, t) = 0,5(E + E^*)$ .

Как известно, такая волна при превышении ее интенсивности некоторого порогового значения вызывает переориентацию директора — световой переход Фредерикса [12]. Свободная энергия  $F$  единицы объема НЖК в присутствии стабилизирующего исходную ориентацию НЖК магнитного поля имеет вид

$$F = \frac{1}{2} K_1 (\operatorname{div} n)^2 + \frac{1}{2} K_2 (n \operatorname{rot} n)^2 + \frac{1}{2} K_3 [n \operatorname{rot} n]^2 + \frac{\chi_a}{2} (n H)^2 - \frac{\varepsilon_a}{16\pi} (n E)(n E^*). \quad (1)$$

В (1)  $K_1, K_2, K_3$  — константы упругости НЖК,  $\chi_a$  — анизотропия диамагнитной поляризуемости,  $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$  — анизотропия диэлектрической проницаемости НЖК на оптических частотах.

В работах [13,14] было указано, что свободная энергия  $\Lambda$  единицы поверхности НЖК должна иметь вид функции, обладающей минимумом при значении  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_z = \cos \theta_0$ , где  $\theta_0$  — наиболее выгодное значение угла директора на поверхности. Если, следуя [13,14], ограничиться членами не выше второго порядка по  $\mathbf{n}$ , и кроме того, исключить линейные по  $\mathbf{n}$  слагаемые, ввиду эквивалентности направлений  $\mathbf{n}$  и  $-\mathbf{n}$ , то выражение для ориентационно зависящей части поверхностной энергии можно записать в виде

$$\Lambda = \frac{1}{2} \sigma_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_z)^2. \quad (2)$$

Очевидно, при этом получаются лишь два возможных значения для наиболее выгодного угла  $\theta_0$ :  $\theta_0 = 0$  при  $\sigma_2 < 0$  и  $\theta_0 = 90^\circ$  при  $\sigma_2 > 0$ .

Критерием степени жесткости ориентации директора на поверхностях служит следующее: если полная толщина ячейки  $L$  много больше параметра  $K/\sigma_2$ , имеющего размерность длины ( $K$  — средний коэффициент упругости НЖК), то действие граничащей с НЖК поверхности сводится к заданию жесткой ориентации директора. В обратном случае  $L < K/\sigma_a$  эта поверхность не оказывает ориентирующего действия на директор, т.е. имеется слабое закрепление молекул НЖК с ограничивающей средой. Практически такая ситуация имеет место, например, для слоя НЖК с двумя свободными поверхностями ( $\sigma_2 \approx 10^{-5}$  эрг/см<sup>2</sup>) [11].

Минимизация полной свободной энергии  $F = \int_v F dv + \int_s L ds$  с учетом выражений (1) и (2) для  $F$  и  $\Lambda$  приводит к следующему вариационному уравнению и граничным условиям для угла поворота директора:

$$(1 - k \sin^2 \varphi) \frac{d^2 \varphi}{dz^2} - k \sin \varphi \cos \varphi \left( \frac{d\varphi}{dz} \right)^2 + \left( \frac{\pi}{L} \right)^2 \frac{I}{I_\Phi} \frac{\sin \varphi \cos \varphi}{(1 - \gamma \sin^2 \varphi)^{3/2}} -$$

$$-\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \frac{H^2}{H_\Phi^2} \sin \varphi \cos \varphi = 0, \quad (3a)$$

$$[-K_3 \cos \varphi \frac{d\varphi}{dz} + |\sigma_a| \sin \varphi]_{z=0} = 0, \quad (3b)$$

$$[k_3 \cos \varphi \frac{d\varphi}{dz} + |\sigma_a| \sin \varphi]_{z=L} = 0. \quad (3b)$$

В (3) угол  $\varphi$  определяет директор соотношением  $\mathbf{n} = \{n_x, 0, n_z\} = \{\cos \varphi, 0, \sin \varphi\}$ ,  $k = (K_3 - K_1)/K_3$ ,  $\gamma = \varepsilon_{||} / \varepsilon_a$ ,  $I$  — интенсивность света и волны,  $I_\Phi = c \varepsilon_{||} K_3 \pi^2 / \varepsilon_a \varepsilon_\perp^{1/2} L^2$  — пороговая интенсивность СПФ,  $H_\Phi = (K_3 / \chi_a)^{1/2} (\pi / L)$  — пороговая напряженность ПФ для ячейки НЖК с абсолютно жесткой ориентацией директора на границах,  $c$  — скорость света в вакууме. При получении (3) нами были использованы конкретные выражения для компонент светового поля из работы [15], полученные в приближении геометрической оптики.

Линеаризуем сначала (3a) по  $\varphi$ , т.е. будем считать возмущения директора световым полем малым ( $\varphi \ll 1$ ), тогда при этом члены  $\sim \varphi$ . Тогда поиск решения полученного уравнения в

$$\varphi(z) = c_1 \sin hz + c_2 \cosh hz \quad (4)$$

и требование, чтобы удовлетворялись граничные условия (3b,в), приводят к выражению для пороговой интенсивности СПФ:

$$I_{\text{пор}} = \frac{c \varepsilon_{||}}{\varepsilon_a \varepsilon_\perp^{1/2}} (K_3 h^2 + \chi_a H^2), \quad (5a)$$

$$\operatorname{tg} hL = 2\xi \frac{hL}{(hL^2) - \xi^2}, \quad \frac{c_2}{c_1} = \frac{hL}{\xi}, \quad \xi = \frac{|\sigma_a| L}{K_3}. \quad (5b)$$

Таким образом, в случае конечной энергии связи директора НЖК с граничащей с ним средой пороговая интенсивность СПФ сложным образом (посредством трансцендентного уравнения (5b)) зависит от параметра  $\xi$ , характеризующего фактически степень жесткости ориентации директора на границах ячейки. Тем самым проявляется еще одна возможность (кроме интенсивности света, напряженности

магнитного поля и т.п.) управления ходом (порогом и надпороговой структурой) СПФ.

Для исследования надпороговой стационарной структуры светоиндуцированных деформаций директора нужно решить уравнение (3а). Здесь же будем считать превышение интенсивности световой волны над порогом  $I_{\text{пор}}$  малым и оставим в (3а) члены  $\sim \varphi^5$ . Тогда, предварительно умножив (3а) на  $\varphi$  и интегрируя по толщине ячейки  $L$ , с учетом (4) получим

$$\varphi_m (G\varphi_m^4 + B\varphi_m^2 + C) = 0, \quad (6)$$

где  $\varphi_m = (c_1^2 + c_2^2)^{1/2}$  — максимальное отклонение директора от невозмущенного направления. В (6) коэффициенты  $G, B, C$  зависят от материальных констант НЖК, а также от степени жесткости ориентации директора  $\xi$ . В предельном случае  $\xi \rightarrow \infty$ , т.е. когда имеется абсолютно жесткая связь директора, получаются выражения для этих коэффициентов, хорошо известные из литературы [10]. В дальнейшем нас будет интересовать случай слабого закрепления, т.е. когда  $\xi \ll 1$ . В этом случае выражения для вышеуказанных коэффициентов имеют вид

$$C = 1 - \frac{\pi^2}{2\xi}(\rho - \mu), \quad \rho = \frac{I}{I_\Phi}, \quad \mu = \frac{H^2}{H_\Phi^2}. \quad (7a)$$

$$B = 1 - \frac{9}{4}\gamma - \frac{3}{2}k + \frac{3}{4}k\xi - \frac{9}{8}\frac{\pi^2}{\xi}\gamma\mu. \quad (7b)$$

Коэффициент  $G$  (выражение для которого из-за громоздкости здесь не приводим) имеет порядок  $G \sim 0,1$  и слабо зависит от параметра  $\xi$ .

Уравнение равновесия вида (6) было получено в работах [8,10] для НЖК с абсолютно жесткими граничными условиями.

В частности, в [8] проведен детальный анализ поведения всех пяти решений  $\varphi_m^i$  ( $i=0 \div 4$ ) этого уравнения, а также соответствующего ему выражения для свободной энергии в зависимости от управляющих параметров  $B$  и  $C$ . Не останавливаясь на подробностях, укажем лишь, что при плавном изменении этих параметров ориентация директора (величина  $\varphi_m$ ) претерпевает катастрофические скачки из одного устойчивого

равновесного состояния в другое. Наряду со скачками величина  $\varphi_m$  приобретает также гистерезисное поведение относительно увеличения и уменьшения величин, характеризующих внешние воздействия. Область изменения этих величин, когда имеют место эффекты скачков и гистерезисов, заключена линиями  $C=0$  и  $C=B^2/2G$  (т.н. бифуркационная область). В качестве управляющих параметров для обсужденной нами задачи могут быть интенсивность световой волны, напряженность магнитного или электрического поля, а также степень жесткости ориентации директора и т.д.

## 2. Управление состоянием НЖК интенсивностью света и степенью жесткости ориентации

В качестве двух параметров управления состоянием ориентации НЖК выберем интенсивность падающей световой волны и параметр  $\xi$ , характеризующий степень жесткости ориентации директора. При этом будем считать другие параметры, характеризующие как НЖК, так и внешние воздействия, фиксированными. Тогда плоскость параметров  $(\rho, \xi)$  разбивается на три различные части (рис.1а). Каждой точке из части I соответствует одна, из части II – три, а из части III – пять точек на соответствующей поверхности равновесия  $\varphi_m = \varphi_m(\rho, \xi)$ .

Рассматривая при этом уравнения  $C=0$  и  $C=B^2/4G$  как уравнения, определяющие зависимость между интенсивностью света  $I$  и параметром  $\xi$  получим, что бифуркационная область заключена между кривыми

$$\rho = \frac{2\xi}{\pi^2} + \mu, \quad (8a)$$

$$\rho = \frac{2\xi}{\pi^2} \left(1 - \frac{B^2}{4G}\right) + \mu \quad (8b)$$

для всех значений  $0 \leq \xi \leq \xi_k$ , где

$$\xi_k = \frac{2}{3k} [-B_0 + (B_0^2 + \frac{27}{4} k \mu)^{1/2}], \quad B_0 = 1 - \frac{9}{4} \gamma - \frac{3}{2} k. \quad (9)$$

Эта область фактически представляет собой множество точек на плоскости

параметров  $(\rho, \xi)$ , имеющих пять прообразов на поверхности равновесия  $\varphi_m = \varphi_m(\rho, \xi)$ , и соответствует области III на рис.1а. Величина  $\xi_k$ , являющаяся точкой пересечения кривых (8), определяет то значение степени жесткости ориентации НЖК, меньше которого зависимость максимального угла переориентации  $\varphi_m$  от интенсивности света  $I$  приобретает скачкообразное и гистерезисное поведение.

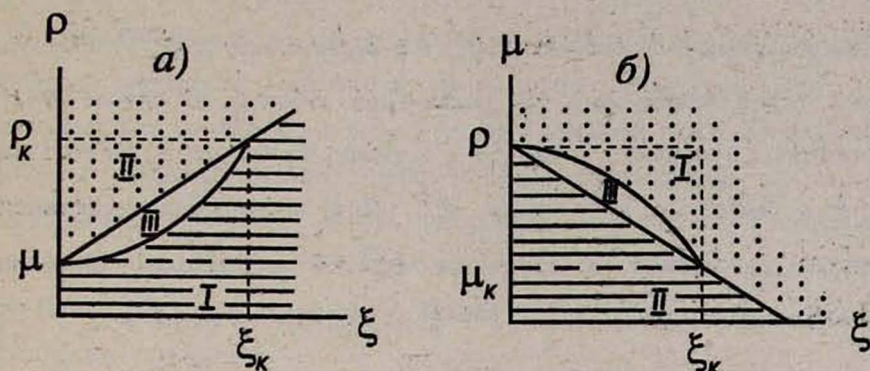


Рис.1. а) Плоскость управляющих параметров  $(\rho, \xi)$ . Каждой точке из области I соответствует один, из области II – три, а из области III – пять прообразов на поверхности равновесия  $\varphi_m = \varphi_m(\rho, \xi)$ ; б) плоскость управляющих параметров  $(\mu, \xi)$ .

Из рис.1а видно, что если значение  $\xi$  фиксировано и больше  $\xi_k$ , то увеличение  $\rho$  приводит к неустойчивости состояния  $\varphi_m^{(0)}$  и плавному установлению бистабильного состояния  $\varphi_m^{(1,2)}$ . При обратном ходе, т.е. при уменьшении  $\rho$  переход от бистабильного состояния к невозмущенному состоянию с  $\varphi_m^{(0)} = 0$  опять-таки происходит плавным образом и, следовательно, в этом случае имеет место СПФ в его обычном смысле, как фазовый переход второго рода [12]. В случае же  $\xi < \xi_k$  при увеличении  $\rho$  до некоторого значения  $\rho'$ , определяемого уравнением (8а), происходит скачок  $\varphi_m$  из состояния  $\varphi_m^{(0)} = 0$  в состояния, соответствующие переориентациям  $\varphi_m^{(3/4)}$ . При уменьшении  $\rho$  состояние  $\varphi_m^{(0)}$  достигается опять-таки скачком, но при значении  $\rho''$ ,

определяемого уравнением (86), меньшем, чем  $\rho'$ . Очевидно, при этом имеет место СПФ, как фазовый переход первого рода, где роль параметра порядка играет величина  $\varphi_m$ .

Рассмотрим теперь ситуацию, когда интенсивность световой волны фиксирована и меняется параметр  $\xi$ . При этом (см. рис.1а), если значение  $\rho$  находится в области  $\rho \geq \rho_k$ , где  $\rho_k = 2\xi_k / \pi^2 + \mu$ , то уменьшение параметра  $\xi$  до значения  $\xi' = \pi^2(\rho - \mu)/2$  приводит к плавному переходу из состояния  $\varphi_m^{(0)} = 0$  в состояние с  $\varphi_m^{(1,2)}$ . Обратный переход также происходит без каких-либо скачков. В случае  $\mu < \rho < \rho_k$  уменьшение  $\xi$  приводит в точке  $\xi = \xi'$  к скачку величины  $\varphi_m$  из состояния  $\varphi_m^{(0)} = 0$  в состояние  $\varphi_m^{(3)}$  либо  $\varphi_m^{(4)}$ . При последующем увеличении параметра  $\xi$  переход в состояние  $\varphi_m^{(0)} = 0$  происходит опять-таки скачкообразно, но при значении  $\xi'' > \xi'$ , определяемом из (86).

### 3. Скачки при управлении магнитным полем и параметром степени жесткости

В случае, когда управление ведется магнитным полем (параметр  $\mu$ ) и параметром  $\xi$ , бифуркационная область имеет вид, изображенный на рис.16 (область III). Область I соответствует состоянию с одним, а область II — с тремя действительными значениями переориентации  $\varphi_m$ . Для данного фиксированного  $\xi$  внутри этой области интервал изменения  $\mu$ , когда имеют место эффекты скачков и гистерезисов величины  $\varphi_m$ , есть

$$\rho - \frac{2\xi}{\pi^2} \leq \mu \leq \rho - \frac{2\xi}{\pi^2} \left[ 1 - \frac{B^2(\xi)}{4G(\xi)} \right]. \quad (10)$$

Отличительной особенностью обсуждаемых здесь явлений катастроф по сравнению с ранее рассмотренными аналогичными эффектами [7,8,10] является то, что они происходят в полностью пространственно-ограниченной области управляющих параметров  $\rho, \mu, \xi$ . Отметим также, что аналогичные эффекты имеют место также в присутствии стабилизирующего квазистатического электрического поля, вместо

магнитного, или же в присутствии обоих этих полей. Тем самым имеется возможность значительного обогащения количества и выбора различных пар управляющих параметров и получения самых разнообразных типов скачкообразного и гистерезисного поведения состояния ориентации директора НЖК.

### Заключение

Таким образом, в настоящей работе предсказан и исследован ряд эффектов катастроф состояния ориентации директора при СПФ, обусловленных конечностью поверхностной энергии НЖК. Показано, что наряду с традиционными управляющими параметрами, такими, как интенсивность световой волны, напряженности внешних статических магнитных либо электрических полей и т.д., в этом случае управление состоянием НЖК можно вести также параметром степени жесткости ориентации директора.

Проведем численные оценки для НЖК МБА, который имеет следующие параметры:  $K_1 = 6 \cdot 10^{-7}$  дин,  $K_2 = 7,5 \cdot 10^{-7}$  дин,  $\varepsilon_{||} = 3,06$ ,  $\varepsilon_{\perp} = 2,37$ . Тогда при отношении напряженности стабилизирующего магнитного поля к пороговой напряженности статического перехода Фредерикса  $H/H_F \approx 0,1$  из формулы (10) получим  $\xi_k \approx 0,1$ . При этом для  $\rho_k$  имеем  $\rho_k \approx 0,03$ . Напомним еще раз, что эффекты скачков и гистерезисов имеют место при  $\rho < \rho_k$  и  $\xi < \xi_k$ .

В эксперименте эти эффекты можно обнаружить, проследив за изменением нелинейного набега фазы, прошедшей сквозь ячейку НЖК световой волны, например, по скачкообразному изменению числа колец абберационной самофокусировки в стационарном состоянии при непрерывном изменении интенсивности света. Плавное же изменение параметра  $\xi$  можно осуществить, добавив постепенно в объем ячейки с НЖК определенное количество поверхностно активного вещества (ПАВ), либо изготавливая серию ячеек с различными процентными составами раствора ПАВ для предварительной обработки подложек ячейки. Методы измерения величины  $\xi$  известны и разнообразны [11-14]. Наиболее подходящим из них для данной задачи является метод, основанный на

экспериментальном изучении зависимости пороговой интенсивности СПФ от квадрата напряженности магнитного поля (подробности см. в [11]). При этом, естественно, имеют место известные трудности, связанные со столь плавным изменением величины  $\xi$  и непосредственным контролем этого изменения. Несмотря на эти трудности, на наш взгляд, представляет определенный интерес доказательство хотя бы того факта, что при слабом сцеплении директора НЖК, начиная с некоторой величины этой "слабости", эффект СПФ имеет иной, нежели обычно, а именно, скачкообразный и гистерезисный характер.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Васильев. ЖТФ, 53, 590 (1983).
2. Ю. В. Васильев. ЖТФ, 54, 227 (1984).
3. Т. Бреккер, Л. Ландер. Дифференциальные ростки и катастрофы. М., Мир, 1977.
4. Т. Постон, И. Стюарт. Теория катастроф и ее приложения. М., Мир, 1980.
5. T. Motooka, A. Fukuhara. J. Appl. Phys., 50, 3322 (1979).
6. Л. Г. Фел, Г. Э. Ласене. Кристаллография, 31, 726 (1986).
7. А. Р. Мкртчян, С. Р. Нерсисян, Н. В. Табириян. Кристаллография, 39, 348 (1994).
8. Р. С. Акопян, С. Р. Нерсисян. ЖЭТФ, 105, 129 (1994).
9. К. Е. Асатрян, А. Р. Мкртчян, С. Р. Нерсисян, Н. В. Табириян. ЖЭТФ, 95, 562 (1989).
10. К. Е. Асатрян, А. Р. Мкртчян, С. Р. Нерсисян, Н. В. Табириян. ЖТФ, 60, 84 (1990).
11. С. Р. Нерсисян, В. О. Оганесян, В. Б. Пахалов, Н. В. Табириян, Ю. С. Чилингярян. Письма в ЖЭТФ, 36, 358 (1982).
12. Б. Я. Зельдович, Н. В. Табириян. УФН, 147, 633 (1985).
13. H. Mada. Mol. Cryst. Liquid Cryst., 53, 127 (1979).
14. Б. Я. Зельдович, Н. В. Табириян. ЖЭТФ, 79, 2388 (1980).
15. Б. Я. Зельдович, Н. В. Табириян. ЖЭТФ, 82, 1126 (1982).

## JUMPS AND HYSTERESISES AT THE LIGHT-INDUCED FREDERICK'S TRANSITION DUE TO FINITNESS OF NEMATIC LIQUID CRYSTAL SURFACE ENERGY

S.R. NERSISYAN

The effects of jumps and hysteresises of nematic liquid crystal orientation state at the Frederick's transition in a light field, due to a finitess of anchoring energy between the director and an interfacing medium, are predicted.

ՆԵՄԱՏԻԿԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԵԱՅԻՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՎԵՐՋԱՎՈՐՈՒԹՅԱՄԲ  
ՊԱՅՄԱՆԱՎՈՐՎԱԾ ԹՈՒՉՔՆԵՐ ԵՎ ՀԻՍԹԵՐԵՋԻՍՆԵՐ ՖՐԵԴԵՐԻՔՍԻ  
ԼՈՒՍԱՄԱԿԱԾՎԱԾ ԱՆՑՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ս.Ռ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ

Կամխագուշակված եմ մեմատիկ հեղուկ բյուրեղի կողմնորոշային վիճակի  
թռիչքների և ռիսթերեզիսների երևույթներ լուսային դաշտում ֆրեդերիքսի անցման  
ժամանակ, որոնք պայմանավորված եմ ուղղորդի կապի էներգիայի  
վերջավորությամբ մրան հարակցող միջավայրի հետ: