

03; 07

© 1990 г.

## О ХАРАКТЕРИСТИКЕ ПРОПУСКАНИЯ КАПСУЛИРОВАННЫХ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

*О. А. Афонин, В. Ф. Названов*

В области аномальной дифракции построена модель характеристики пропускания управляемой электрическим полем пленки капсулированного нематического жидкого кристалла, учитывающая структурную перестройку НЖК капель с биполярной конфигурацией директора. Показано, что поведение характеристики пропускания пленки КНЖК для заданной функции распределения капель по размерам определяется не только величиной, но и знаком разности показателей преломления НЖК для обыкновенного луча и полимерной матрицы.

### Введение

Развитие нового класса электрооптических материалов — капсулированных нематических жидких кристаллов (КНЖК) — и устройств на их основе [1–3] делает актуальной задачу теоретического описания электрооптических характеристик таких приборов.

В традиционной геометрии планарного просветного ЖК модулятора света слой КНЖК представляет собой случайную дисперсию жидкокристаллических капель микронных размеров в твердой изотропной полимерной матрице. В основе работы такого модулятора лежит рассеяние света оптически анизотропными НЖК каплями, способными изменять свою структуру и, следовательно, рассеивающими свойства под действием внешних электрических или магнитных полей.

Одной из важнейших характеристик любого модулятора света является характеристика пропускания (ХП), определяемая как прошедшая через модулятор доля падающего параллельного потока светового излучения в зависимости от управляющего воздействия, например электрического поля. В работе [4] предложена простая модель ХП пленки КНЖК, управляемой электрическим полем, согласно которой каждая капля имеет два состояния — рассеивающее, описываемое геометрическим сечением капли, и нерассеивающее вовсе, и ХП формируется зависящими от величины поля вкладами ансамблей капель с различными размерами в общем светорассеянии пленки. Однако полуэмпирический подход, приводящий к необходимости нормировки на экспериментально измеренное остаточное пропускание и игнорирующий внутреннюю структуру и свойства НЖК капель, приводит к существенным различиям теории и эксперимента и не позволяет удовлетвориться этой моделью.

Целью настоящей работы является построение теоретической модели ХП пленки КНЖК с учетом перестройки внутренней структуры НЖК капель во внешнем электрическом поле. Рассматривается дисперсия капель НЖК с биполярной конфигурацией нематического директора размером порядка нескольких микронметров в видимом диапазоне длин волн. В этом случае справедливо приближение аномальной дифракции [5], развитое для анизотропных нематических капель в работе [6] и позволяющее описать сечение рассеяния НЖК капель для различных конфигураций директора в них. Поглощение и рассеяние на флуктуациях ориентации директора в каплях и интерференционные эффекты в системе капель не учитываются.

Ограничимся случаем нормального падения плоской линейно поляризованной монохроматической волны на плоскопараллельный слой КНЖК, к которому также нормально может прикладываться электрическое поле. Пленка КНЖК характеризуется плотной упаковкой НЖК капель. Задача описания ослабления, вносимого слоем прозрачных рассеивателей конечной толщины, в случае, когда расстояния между частицами становятся сравнимы с длиной волны  $\lambda$  падающего излучения, для направления вперед (угол рассеяния  $0^\circ$ ), строго говоря, требует учета интерференции вторичных рассеянных волн [7]. Если размеры рассеивателей  $R \ll \lambda$ , то даже для случайного расположения частиц рассеянные вперед волны всегда когерентны. Однако при  $R \gg \lambda$  фазовыми сдвигами, возникающими при прохождении волной частицы, пренебречь уже нельзя. Для случайно распределенных по размерам и ориентации оптически анизотропных рассеивателей фазовые сдвиги в слое толщиной  $d \gg R$  оказываются некоррелированными и частицы можно рассматривать как независимые. Выполнение последних условий для рассеяния светового излучения слоем НЖК капель, имеющих размеры порядка нескольких микрометров, позволяет в пренебрежении поглощением записать закон ослабления Бугера—Ламберта в виде

$$I = I_0 \exp(-N\sigma d), \quad (1)$$

где  $I_0$  и  $I$  — интенсивность падающего и ослабленного излучения соответственно,  $N$  — объемная плотность рассеивателей,  $\sigma$  — полное сечение рассеяния отдельной частицы.

Так как для данной пленки КНЖК  $N$  и  $d$  являются константами, то задача описания ослабления, вносимого пленкой, сводится к нахождению сечения рассеяния  $\sigma$ .

Для данной длины волны  $\sigma$  в общем случае зависит от размера, формы, структуры и ориентации рассеивателя. В сферической НЖК капле, заключенной в полимерную матрицу с тангенциальными граничными условиями на границе НЖК—полимер, в отсутствие внешних полей возникает биполярная конфигурация нематического директора с двумя точечными дефектами (буджумами) на полюсах [8, 9]. В пренебрежении возможностью спиральной закрутки директора относительно оси капли [10], соединяющей оба полюса, такая конфигурация обладает параллельной цилиндрической симметрией. В этом случае директор параллелен кривым, соединяющим буджумы и лежащим в плоскостях постоянного азимута. Оси биполярных конфигураций в каплях в целом в пленке КНЖК имеют случайную пространственную ориентацию, но для каждой капли существует возвращающий упругий момент, обусловленный несферичностью реальной капли в твердой матрице [11]. Во внешнем электрическом поле при положительной диэлектрической анизотропии НЖК происходит переориентация осей биполярных конфигураций вдоль поля и затем дальнейшее изменение структуры капель, заключающееся в вытягивании линий директора вдоль поля [8, 12], что влечет за собой изменение сечения рассеяния  $\sigma$ .

Так как КНЖК — дисперсная система, то необходимо усреднить  $\sigma$  по функции распределения (ФР) капель по размерам, которую удобно описывать обобщенным гамма-распределением [13]

$$n(R) = \frac{N\gamma \left(\frac{\alpha}{\gamma}\right)^{\frac{\alpha+1}{\gamma}}}{\Gamma\left(\frac{\alpha+1}{\gamma}\right)} \frac{R^\alpha}{R_M^{\frac{\alpha+1}{\gamma}}} \exp\left[-\frac{\alpha}{\gamma} \left(\frac{R}{R_M}\right)^\gamma\right], \quad (2)$$

где  $\alpha > -1$  и  $\gamma > 0$  — константы;  $R$  — радиус капли;  $R_M$  — радиус капли, соответствующий максимуму ФР;  $N$  — объемная плотность рассеивателей.

ФР использовавшихся в настоящей работе экспериментальных образцов хорошо описывалась выражением, полученным из (2) при  $\alpha = \gamma = 2$ ,

$$n(R) = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \frac{R^2}{R_M^3} \exp\left(-\frac{R^2}{R_M^2}\right). \quad (3)$$

В работе [4] показано, что дисперсия НЖК капель в полимерной матрице в электрическом поле ведет себя неоднородно. Перестройка осей биполярных конфигураций директора вдоль поля в каплях данного размера происходит только при достижении электрическим полем некоторой критической величины  $E_c$ , даваемой в одноконстантном приближении выражением [11]

$$E_c = \frac{A(2\epsilon_M + \bar{\epsilon})}{6\epsilon_M R_c} \sqrt{\frac{K}{\epsilon_0 \Delta\epsilon}}, \quad (4)$$

где  $A$  — параметр, определяемый отклонением формы капли от сферической;  $\epsilon_M$  и  $\bar{\epsilon}$  — диэлектрическая проницаемость матрицы и средняя диэлектрическая проницаемость НЖК капли соответственно;  $K$  — константа упругости НЖК;  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная;  $\Delta\epsilon$  — анизотропия диэлектрической проницаемости НЖК.

Таким образом, в поле величиной  $E_c$  имеются две группы капель: «выключенная», сохраняющая исходную ориентацию и структуру, для которой выполняется условие  $R < R_c$ , и «включенная» группа, состоящая из ориентированных по полю капель размером  $R \geq R_c$  с измененной структурой. Каждая группа характеризуется собственным средним сечением рассеяния. Среднее сечение рассеяния для всей системы в силу независимости обеих групп будет иметь вид

$$\sigma = \frac{1}{N} \left( \int_0^{R_c^-} \sigma_1(R) n(R) dR + \int_{R_c^+}^{\infty} \sigma_2(R) n(R) dR \right), \quad (5)$$

где  $\sigma_1(R)$  и  $\sigma_2(R)$  — сечения рассеяния капли в «выключенном» и «включенном» состояниях соответственно.

При достаточно большой величине поля, когда практически все капли переориентированы,  $\sigma$  будет определяться только вторым членом выражения (5). После снятия поля возвращающий упругий момент в каплях будет переводить всю систему в исходное состояние со случайной ориентацией осей биполярных конфигураций в каплях и в (5) останется только первый член.

Для вычисления  $\sigma_1(R)$  и  $\sigma_2(R)$  обратимся к приближению аномальной дифракции, которое справедливо при условиях  $kR \gg 1$  и  $(n_e/n_m - 1) \ll 1$  [5], где  $k = 2\pi n/\lambda$  — волновое число в среде с показателем преломления  $n$ ,  $n_e$  и  $n_m$  — показатели преломления НЖК капли и полимерной матрицы соответственно. Выполнение этих условий для капель НЖК микронных размеров (1—10 мкм), видимого диапазона длин волн и показателей преломления НЖК и применяемых в КНЖК полимеров позволяет рассматривать лучевое распространение света и пренебречь отражением и преломлением лучей на границах капли. Физическая картина рассеяния сводится к интерференции света, дифрагирующего на плоском экране, соответствующем геометрическому сечению капли  $\sigma_0 = \pi R^2$ , со светом, прямолинейно проходящим каплю со сдвигом фазы.

В работе [6] получено аналитическое выражение для сечения рассеяния НЖК капли в случае однородной параллельной конфигурации директора, наблюдающейся в сильных электрических полях. Поскольку в отсутствие поля биполярные конфигурации в каплях пленки КНЖК ориентированы случайно, то мы полагаем возможным аппроксимировать их случайно ориентированными однородными конфигурациями. В этом случае для описания  $\sigma_1(R)$  можно воспользоваться выражением, полученным в [6] для капли с однородной конфигурацией, которое после усреднения по пространственным ориентациям осей капель и поляризации падающего луча принимает вид

$$\sigma_1 = \sigma_0 (H(v_e) + H(v_0)), \quad (6)$$

где

$$H(v) = 1 - \frac{2}{v} \sin v + \frac{2}{v^2} (1 - \cos v), \quad (7)$$

фазовые сдвиги для радиальных обыкновенного и необыкновенного лучей соответственно

$$v_0 = 2kR \left( \frac{n_0}{n_m} - 1 \right), \quad (8a)$$

$$v_e = 2kR \left( \frac{\langle n_e \rangle}{n_m} - 1 \right) \quad (8б)$$

и эффективный показатель преломления для необыкновенного луча в капле

$$\langle n_e \rangle = n_0 \left( 1 + \left( \frac{1}{2} \right)^2 B^2 + \left( \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \right)^2 B^4 + \left( \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6} \right)^2 B^6 + \dots \right), \quad (9)$$

где  $B = (n_e - n_0)/n_0$ .

Во «включенном» состоянии уже нельзя пренебречь неоднородностью распределения директора в капле и следует учитывать достройку биполярной конфигурации директора до однородной при увеличении поля. Так как оси капель и направление падающих лучей в рассматриваемом случае параллельны, то  $\delta_2$  будет описываться выражением, справедливым для любой конфигурации директора с параллельной цилиндрической симметрией и не зависящим от поляризации падающего луча [6],

$$\sigma_2 = 2\sigma_0 \int_0^1 (2 - \cos \Delta_e(r) - \cos \Delta_0(r)) y dy, \quad (10)$$

где  $y = r/R$ ,  $r$  — расстояние от центра капли до луча,  $\Delta_0(r)$  и  $\Delta_e(r)$  — фазовые сдвиги для обыкновенного и необыкновенного лучей соответственно.

Чтобы вычислить  $\Delta_0(r)$  и  $\Delta_e(r)$ , воспользуемся биполярной системой координат  $(\hat{\sigma}, \hat{\tau}, \hat{\phi})$ , которая позволяет записать распределение директора в капле

для биполярной конфигурации в простом виде  $n_e = 0$ ,  $n_r = 1$ ,  $n_\phi = 0$  [14, 12]. Директор направлен вдоль меридианальных кривых  $\sigma = \text{const}$ ,  $\phi = \text{const}$ , соединяющих буджумы, находящиеся на полюсах сферической в рассматриваемом случае капли. На рис. 1 показано сечение биполярной конфигурации директора в капле полуплоскостью  $\phi = \pi/2$  (соответственно  $X = 0$ ). Для простоты мы полагаем, что в промежуточных полях объем капли состоит из области с одной ориентацией директора в направлении поля (область 1 на рис. 1) и области с биполярной ориентацией, задаваемой тангенциальными граничными условиями на поверхности капли (область 2 на рис. 1). Границей между этими областями служит вписанный в каплю эллипсоид вращения, большая полуось которого ортогональна оси симметрии биполярной конфигурации, а малые полуоси равны  $R - \xi$ , где  $\xi$  — когерентная длина [15], даваемая с учетом диэлектрических свойств капли и матрицы выражением

$$\xi = \frac{2\varepsilon_m + \varepsilon}{3\varepsilon_m E} \sqrt{\frac{K}{\varepsilon_0 \Delta \varepsilon}}. \quad (11)$$

Состояния  $\xi = R$  и  $\xi = \infty$  полагаются эквивалентными. При  $\xi = 0$  капля приобретает однородную ориентацию директора вдоль поля. Такая модель позволяет избежать процедуры расчета конфигурации директора в капле минимизацией функционала свободной энергии НЖК при различных величинах электрического поля [10, 16] и, как будет показано в следующем разделе, приводит к хорошему согласию теоретических и экспериментальных результатов.

Поскольку обыкновенный луч поляризован ортогонально содержащей его меридианальной плоскости (этого всегда можно добиться поворотом системы координат относительно оси  $OZ$ ; на рис. 1 выбрана плоскость  $YOZ$ ), то соответствующий фазовый сдвиг не зависит от поля

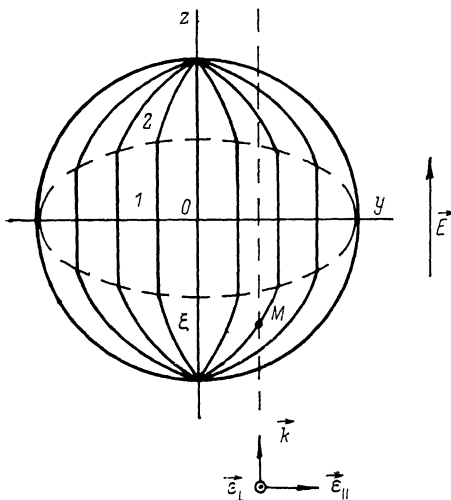


Рис. 1.

$$\Delta_0(r) = 2k \left( \frac{n_0}{n_m} - 1 \right) \sqrt{R^2 - r^2}. \quad (12)$$

Необыкновенный луч, поляризованный в меридианальной плоскости, в общем случае приобретает фазовый сдвиг в обеих областях

$$\Delta_e(r) = \Delta_1(r) + \Delta_2(r). \quad (13)$$

Фазовый сдвиг в области однородной ориентации директора дается выражением

$$\Delta_1(r) = 2k \left( \frac{n_0}{n_m} - 1 \right) (R - \xi) \sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}}, \quad (14)$$

а фазовый сдвиг в области с биполярной ориентацией

$$\Delta_2(r) = 2k \int_0^L \left( \frac{n_e(r, l)}{n_m} - 1 \right) dl \quad (15)$$

с эффективным показателем преломления

$$n_e(r, l) = \sqrt{\frac{r^2 + C^2}{\left(\frac{r}{n_e}\right)^2 + \left(\frac{C}{n_0}\right)^2}}, \quad (16a)$$

где

$$C = \frac{R^2 + Rr \operatorname{ctg} \sigma - (\sqrt{R^2 - r^2} - l)^2}{\sqrt{R^2 - r^2} - l}, \quad (16b)$$

$\sigma$  находится преобразованием декартовых координат к биполярным [14] для точки  $M(0, r, \sqrt{R^2 - r^2} - l)$  (рис. 1), а

$$L = \xi \sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}}. \quad (17)$$

Выражения (1)–(17) позволяют полностью описать ХП пленки КНЖК с биполярной конфигурацией директора в каплях в границах применимости приближения аномальной дифракции.

### Результаты расчета и сравнение с экспериментом

Для проверки теоретической модели ХП мы использовали экспериментальные кривые, полученные на образцах с капсулированным поливиниловым спиртом НЖК марки СЖК-1 (1. . 4), имевших следующие параметры: толщина пленки 25 и 40 мкм; диаметр капель, соответствующий максимуму ФР (формула (3)),  $D_M = 3.5$  мкм; объемная плотность капель  $N = 0.01$  мкм<sup>-3</sup>; диэлектрическая проницаемость поливиниловой матрицы  $\epsilon_m = 5$ ;  $n_0 = 1.526$ ,  $n_e = 1.74$ ,  $n_m = 1.522$ . ХП были измерены при нормальном падении сколлимированного луча лазера ( $\lambda = 0.633$  мкм) диаметром 5 мм на пленку КНЖК, к которой прикладывалось синусоидальное управляющее напряжение частотой 1 кГц. Управление переменным электрическим полем позволяет уменьшить поляризационные эффекты, снижающие величину эффективного поля на НЖК каплях, что вызывает уменьшение пропускания пленки КНЖК при управлении постоянным полем [3]. Ослабленный в направлении вперед луч фокусировался собирающей линзой с фокусным расстоянием 50 мм, располагавшейся на расстоянии 400 мм от образца, на фотоприемник с ограничительной апертурой, обеспечивавшей телесный угол приема сечением в 1°. В расчете были использованы значения  $K = 0.6 \cdot 10^{-12}$  н и  $\epsilon = \Delta\epsilon = 14$ . В качестве подгоночного служил параметр  $A$  (формула (4)), имевший значение 6. На рис. 2 представлены расчетные (кривые) и экспериментальные (точки) ХП исследовавшихся образцов (кривые 1 и 2 — для толщин пленок 25 и 40 мкм соответственно). Экспериментальные значения пропускания, нормированные на пропускание незаполненных КНЖК ячеек,

показаны в зависимости от среднеквадратичного значения синусоидального напряжения. Во всем диапазоне управляющих напряжений наблюдается хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов, что свидетельствует о справедливости рассмотренной модели. Расчет XII, проведенный для литературных экспериментальных данных [4, 17], также подтверждает сделанный вывод.

На рис. 3 представлены результаты расчета факторов ослабления  $\sigma_1/\sigma_0$  для  $n_0=1.52$ ,  $n_e=1.7$  и  $n_m=1.53$  (кривая 1) и  $\sigma_2/\sigma_0$  с теми же значениями  $n_0$  и  $n_e$  для  $n_m=1.51$  (кривые 2—4) и  $n_m=1.53$  (кривые 2'—4') в зависимости от фактора  $kR$ . Кривые 2, 2'; 3, 3'; 4, 4' рассчитаны для  $\xi$ , равных  $R$ ,  $0.1 \cdot R$  и 0 соответственно. С увеличением  $kR$  наблюдаются вызываемые интерференцией обыкновенного и необыкновенного лучей осцилляции  $\delta_1/\sigma_0$  около значения 2, что характерно для рассеивателей размером много больше длины волны [5]. Такое же поведение

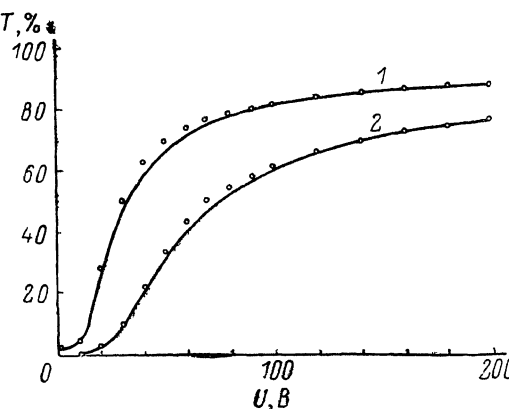


Рис. 2.

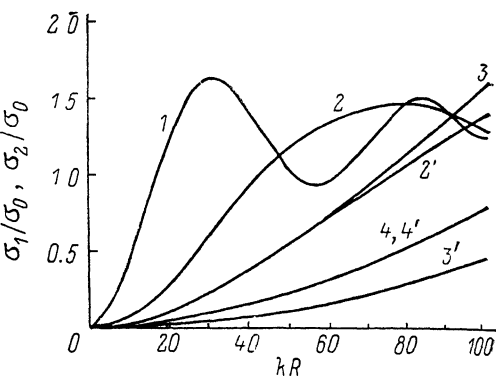


Рис. 3.

имеет место и для  $\sigma_2/\sigma_0$ , за исключением случая  $n_m=n_0$ , когда фактор ослабления стремится к пределу 1, так как обыкновенный луч не рассеивается. При малых значениях  $|n_0-n_m|$   $\sigma_2/\sigma_0$  для  $\xi=0$  не зависит от знака разности (кривые 4 и 4' совпадают), но для  $n_m < n_0$  с уменьшением  $\xi$  монотонно стремится к значению  $\sigma_2/\sigma_0$  ( $\xi=0$ ) сверху, а для  $n_m > n_0$  фактор ослабления ведет себя монотонно, достигая минимума при некотором значении  $\xi > 0$ .

Такое поведение  $\sigma_2/\sigma_0$  обусловлено тем, что в случае  $n_m > n_0$  в промежуточных электрических полях эффективный показатель преломления биполярной конфигурации для необыкновенного луча оказывается лучше согласован с  $n_m$ , чем в случае однородно ориентированной конфигурации, описываемой показателем преломления  $n_0$ . Как следствие, меньшим оказывается сдвиг фаз  $\Delta_e(r)$  и фактор ослабления  $\sigma_2/\sigma_0$ , согласно (10), имеет наименьшие значения (при условии  $|\Delta_e(r)| \leq \pi$ , выполняющемся для не слишком больших капель и малых  $|n_0-n_m|$ ). Для  $n_m < n_0$  эффективный показатель преломления НЖК-капли всегда больше  $n_m$ , что приводит к монотонному уменьшению  $\sigma_2/\sigma_0$  с ростом поля.

На рис. 4 представлены нормированные на конечное пропускание расчетные XII для различных случаев согласования показателей преломления НЖК и полимерной матрицы:  $n_m > n_0$  ( $n_m=1.53$ ,  $n_0=1.52$ ,  $n_e=1.7$ ) (кривая 1)  $n_m=n_0$  (кривая 2) и  $n_m < n_0$  ( $n_m=1.51$ ) (кривая 3) при толщине пленки 25 мкм и указанных выше прочих параметрах. Наибольшей крутизной обладает кривая 1, проходящая с ростом напряжения через максимум, а затем убывающая до стационарного значения. Максимум достигается, когда среднее сечение рассеяния системы капель (формула (5)) имеет минимум за счет немонотонного поведения  $\sigma_2/\sigma_0$ . Этот результат согласуется с литературными экспериментальными данными [18] и важен для создания матричных дисплеев, мультиплексность которых определяется крутизной XII.

Рис. 5 показывает влияние вида ФР капель НЖК по размерам на поведение XII пленки КНЖК. Кривая 1 рассчитана для монодисперсной пленки с  $D_m=$

$\approx 3.5$  мкм, а кривые 2 и 3 — для пленок с ФР при  $\alpha=\gamma=2$  и  $\alpha=\gamma=1$  соответственно,  $n_m=n_0=1.52$ , толщине пленок 25 мкм и приведенных выше прочих параметрах. Сужение ФР увеличивает крутизну ХП за счет того, что в соответствии с (1) структурные перестройки в каплях происходят более однородно, однако даже в идеальном случае монодисперсной пленки остается «хвост» пропускания, обусловленный достройкой биполярной конфигурации в каплях до однородной.

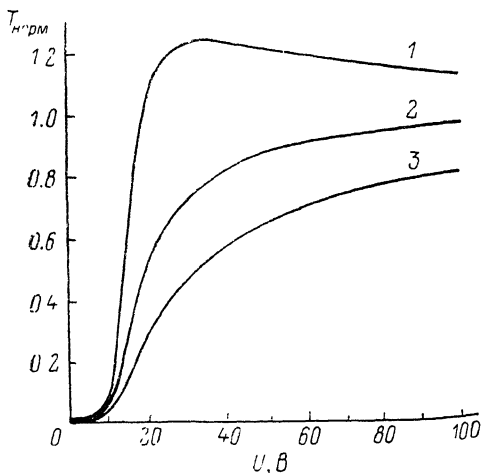


Рис. 4.

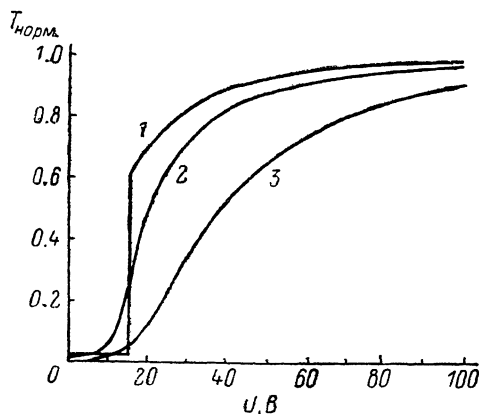


Рис. 5.

В заключение отметим, что за рамками настоящей работы остался случай нормальных граничных условий на границе НЖК—полимер, приводящих к радиальной конфигурации директора в каплях [8, 9]. Капли с радиальной конфигурацией являются менее эффективными рассеивателями, чем НЖК капли с биполярной конфигурацией директора [6, 16]. Однако меньшие критические поля и времена переключения для капель с радиальной конфигурацией [17] обуславливают необходимость расширения предложенной модели ХП и на этот случай.

#### Список литературы

- [1] Ferguson J. // SID Int. Symp. Dig. Tech. Papers. 1985. Vol. 16. P. 68—70.
- [2] Doane J. W., Vaz N. A., Wu B.-G., Zumer S. // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 48. N 4. P. 269—271.
- [3] Афонин О. А., Названов В. Ф., Новиков А. В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 2. С. 129—133.
- [4] Draig P. S. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 60. N 6. P. 2142—2148.
- [5] Ван де Хюст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961. 536 с.
- [6] Zumer S. // Phys. Rev. A. 1988. Vol. 37. N 10. P. 4006—4015.
- [7] Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М.: ГИТТЛ, 1951. 288 с.
- [8] Candau S., Le Roy P., Debeauvais F. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1973. Vol. 23. N 3/4. P. 283—297.
- [9] Воловик Г. Е., Лаурентович О. Д. // ЖЭТФ. 1983. Вып. 6. С. 1997—2010.
- [10] Williams R. D. // J. Phys. A: Math. and Gen. 1986. Vol. 19. N 16. P. 3211—3222.
- [11] Ковальчук А. В., Лаурентович О. Д., Серган В. В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 3. С. 197—202.
- [12] Ковальчук А. В., Курик М. В., Лаурентович О. Д., Серган В. В. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. Вып. 5. С. 350—364.
- [13] Шифрин К. С. Введение в оптику океана. Л.: Гидрометеоздат, 1983. 300 с.
- [14] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1973. 832 с.
- [15] Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
- [16] Zumer S., Doane J. W. // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 34. N 4. P. 3373—3386.
- [17] Ковальчук А. В., Лаурентович О. Д., Серган В. В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 13. С. 78—82.
- [18] Wu B.-G., West J. L., Doane J. W. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 9. P. 3925—3931.

Саратовский государственный  
университет им. Н. Г. Чернышевского  
Научно-исследовательский институт  
механики и физики

Поступило в Редакцию  
18 октября 1989 г.