

07

©1993 г.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ОРИЕНТИРОВАННЫМИ ПЛЕНКАМИ ДПНЖК

О.А.Афонин, Д.А.Яковлев

Рассмотрены основные механизмы формирования оптической анизотропии в пленках диспергированных в полимере нематических жидких кристаллов (ДПНЖК), подвергаемых деформации одноосного растяжения. Предложена теоретическая модель, удовлетворительно описывающая закономерности анизотропного пропускания света ориентированными пленками ДПНЖК с биполярной конфигурацией директора жидкого кристалла в каплях, экспериментально наблюдаемые при малых и средних деформациях. Показано, что процесс ориентационного упорядочения нематических капель, вносящий основной вклад в формирование способности пленки ДПНЖК поляризовать прошедший свет, существенно зависит от исходной несферичности капель и эластических свойств полимерной матрицы. Проанализировано влияние изменения формы и размера капель НЖК при растяжении на их оптические свойства. Сформулированы требования для оптимизации характеристик ДПНЖК поляризатора.

Введение

В последние годы интенсивно исследуются диспергированные (по иной терминологии капсулированные) в полимере нематические жидкие кристаллы (ДПНЖК), интерес к которым вызван широким спектром возможных применений электро- и термоуправляемого светорассеяния пленками ДПНЖК в дисплеях, модуляторах света и других приборах [1]. Эти материалы представляют собой полимерную матрицу, в которую заключены капли НЖК микронных размеров. Поскольку капли являются оптически анизотропными, то при наличии упорядочения их ориентации пленка ДПНЖК рассеивает свет анизотропно и может проявлять при этом достаточно сильную способность поляризовать проходящий свет. Это делает возможным создание на ее основе электрически управляемых непоглощающих поляризаторов мощного излучения, способных обеспечить отношение интенсивностей ортогональных компонент прошедшего излучения до 10^3 и выше [2,3]. Среди известных способов создания ориентированного состояния [2,4] наиболее эффективным является однонаправленное механическое растяжение полимерной матрицы, приводящее к высокой степени и стабильности ориентации.

Оптимизация характеристик поляризатора такого типа требует детального анализа связанных с деформацией пленки ДПНЖК механизмов

формирования оптической анизотропии. С этой целью в настоящей работе предлагается оптико-механическая модель, в рамках которой учитываются три основных фактора, определяющих изменение оптических свойств пленки при растяжении, а именно: 1) ориентационное упорядочение нематических капель, 2) изменение светорассеивающих свойств капель и 3) изменение оптических свойств полимерной матрицы. С помощью модели описаны основные закономерности пропускания света ориентированными пленками ДПНЖК, экспериментально наблюдаемые при малых и средних деформациях, и сформулированы критерии для оптимизации характеристик ДПНЖК-поляризатора.

Оптико-механическая модель

В соответствии с результатами экспериментальных работ [5,6] будем считать, что в исходном недеформированном состоянии пленки капли НЖК имеют форму трехосного эллипсоида с полуосями $a_0 \geq b_0 \geq c_0$, причем полуоси a_0 и b_0 лежат в плоскости пленки и имеют случайную ориентацию. Несферичность капель является следствием механических напряжений, возникающих при полимеризации матрицы. При этом параметры $l_0 = a_0/b_0$ и $l_1 = a_0/c_0$, как правило, ограничены интервалом $1 \leq l_0, l_1 \leq 1.5$. Распределение капель по размерам опишем некоторой функцией распределения $f(a_0)$. Разброс по l_0 и l_1 учитывать не будем, полагая l_0 и l_1 фиксированными. Ориентация нематического директора внутри капли сложным образом зависит от ее формы, размера, констант упругости НЖК и вида потенциала взаимодействия на границе ЖК-полимер [7]. Мы ограничимся рассмотрением наиболее типичной для ДПНЖК, так называемой биполярной конфигурации (БК) директора в капле, которая возникает при тангенциальных граничных условиях. Для такой конфигурации характерно расположение приграничных молекул ЖК параллельно границам и наличие двух точечных дисклинаций. В эллипсоидальной капле с идеально однородными границами равновесному состоянию соответствует ситуация, когда эти дисклинации располагаются на большей оси эллипсоида $2a_0$, что соответствует минимуму свободной энергии НЖК. На рис. 1 показано распределение директора внутри биполярной капли, полученное численно на основании теории Озеена-Франка.

Обратимся к механике перехода из исходного неупорядоченного состояния пленки ДПНЖК к ориентированному состоянию при одноосном растяжении полимерной матрицы. Выберем систему координат XYZ

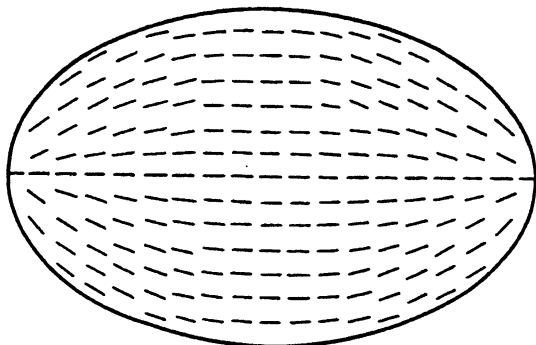


Рис. 1. Структура эллипсоидальной нематической капли с биполярной конфигурацией директора НЖК.

Показано сечение плоскостью, задаваемой полуосями эллипсоида a_0 и b_0 .

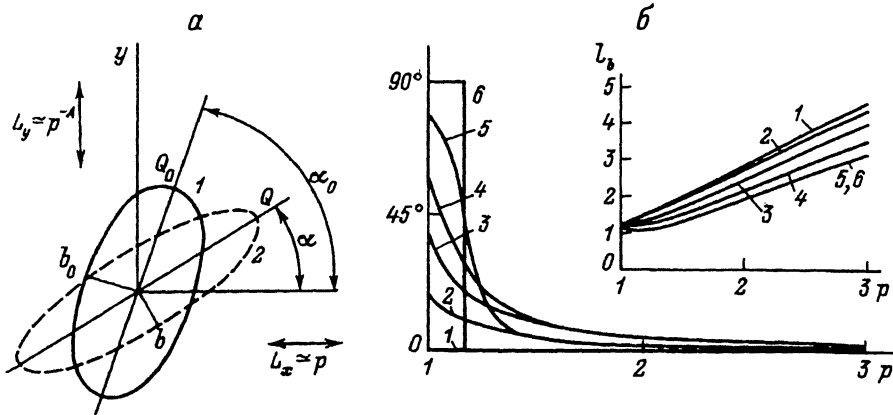


Рис. 2.
 а — ориентация эллипсоидальной нематической капли в плоскости растягиваемой пленки ДПНЖК: 1 — исходное положение ($p = 1$), 2 — положение при деформации пленки ($p > 1$);
 б — зависимости угла ориентации α и отношения полуосей $l_b = a/b$ (на вставке) от кратности растяжения p для $l_0 = 1.2$; $A = 0.2$ и $\alpha_0 = 0$ (1), 20 (2), 40 (3), 60 (4), 80 (5), 90° (6).

так, чтобы ось X совпадала с направлением растяжения, а ось Z была нормальна к поверхности пленки. В приближении постоянного объема линейные размеры пленки будут изменяться следующим образом:

$$L_x \simeq p, \quad L_y \simeq p^{-A}, \quad L_z \simeq p^{-B}, \quad A + B = 1, \quad (1)$$

где p — кратность растяжения, определяемая как отношение длин рассматриваемого участка в деформированном и исходном ($p = 1$) состояниях; A и B — константы, зависящие от геометрических размеров пленки и механических свойств полимерной матрицы.

Нетрудно показать, что при деформации вида (1) эллипсоид с полуосями a_0, b_0, c_0 и углом начальной ориентации α_0 большой полуоси относительно направления растяжения X (рис. 2,а) преобразуется в эллипсоид с параметрами a, b, c и α , которые связаны с исходными параметрами следующими соотношениями:

$$\frac{a}{b} = \frac{\sqrt{2}a_0 p}{\sqrt{K_2 \mp \sqrt{K_1^2 + M^2}}}, \quad c = a_0/l_1 p^B, \quad \text{tg } 2\alpha = \frac{M}{K_1}, \quad (2)$$

где

$$\frac{K_1}{K_2} = \left[p^{2(A+1)} l_0^2 \mp 1 \right] \cos^2 \alpha_0 \mp \left[l_0^2 \mp p^{2(A+1)} \right] \sin^2 \alpha_0,$$

$$M = (l_0^2 - 1) p^{A+1} \sin 2\alpha_0.$$

Согласно (2), увеличение p приводит к повороту капли в плоскости XU в направлении растяжения матрицы при одновременном вытягивании капли вдоль большой оси и сплющивании по нормали к пленке. Полюса биполярной конфигурации при этом находятся на большой оси капли и поворачиваются вместе с ней в направлении растяжения. Отметим, что α и параметры $l_b = a/b, l_c = a/c$ не зависят от размеров капли, а определяются ее начальной формой, ориентацией и параметрами матрицы. На

рис. 2, б представлены зависимости $\alpha(p)$ и $l_b(p)$, рассчитанные с помощью (2) для типичных значений l_0 , A и различных α_0 .

Следует отметить, что предложенная модель ориентационного упорядочения нематических капель не учитывает влияния поверхностной ориентации НЖК на полимерных стенках капли. Роль этого фактора возрастает с уменьшением исходной несферичности капель и для сфер будет доминирующей.

Перейдем теперь к оптической части задачи и рассмотрим случай нормального падения на пленку ДПНЖК параллельного монохроматического светового пучка произвольной поляризации. Для простоты положим концентрацию капель НЖК в пленке и ее толщину достаточно малыми, чтобы можно было пренебречь многократным рассеянием и интерференцией в системе капель. Светорассеивающие свойства отдельной эллипсоидальной капли будем описывать полными сечениями рассеяния σ_1 и σ_2 для компонент падающего излучения, поляризованных соответственно параллельно и перпендикулярно большой оси эллипсоида. Такой выбор связан с симметрией капли с БК, принадлежащей группе $2/m$. В этом случае, согласно свойствам симметрии рассеивающих частиц [8], полное сечение рассеяния для произвольной компоненты падающего излучения определяется как $\sigma = \sigma_1 \cos^2 \gamma + \sigma_2 \sin^2 \gamma$, где γ — угол между большой осью капли и вектором поляризации падающей волны.

С помощью общего подхода для слоя независимых рассеивающих частиц [9] можно показать, что интенсивность излучения, прямо прошедшего растянутую пленку ДПНЖК, в приближении однократного рассеяния дается выражением

$$I = I_{\parallel} + I_{\perp} = \frac{1}{2} [I_{0\parallel} \exp(-\tau_{\parallel}) + I_{0\perp} \exp(-\tau_{\perp})], \quad (3)$$

где $I_{0\parallel}$, $I_{0\perp}$ — интенсивности компонент падающего излучения, поляризованных параллельно и перпендикулярно направлению растяжения; τ_{\parallel} , τ_{\perp} — соответствующие оптические плотности пленки ДПНЖК для этих компонент, выражаемые через σ_1 и σ_2 с учетом усреднения по ориентациям и размерам капель как

$$\tau_{\parallel, \perp} = NL \int_0^{\infty} \int_0^{\pi/2} [\sigma_{1,2} \cos^2 \alpha(\alpha_0) + \sigma_{2,1} \sin^2 \alpha(\alpha_0)] d\alpha_0 f(a_0) da_0. \quad (4)$$

Здесь $N = 3C_v l_0 l_1 / 4\pi \langle a_0^3 \rangle$ — число капель в единице объема (концентрация), C_v — объемная доля капель в пленке, $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по размерам, $L = L_0/p^B$ — геометрическая толщина пленки, а связь между α и α_0 определена в (2). В недеформированном состоянии при $p = 1$ $\tau_{\parallel} = \tau_{\perp} \simeq \langle \sigma_1 + \sigma_2 \rangle / 2$, т.е. анизотропия пропускания пленки отсутствует. Выражения (3) и (4) в этом случае совпадают с соответствующими выражениями для хаотической ориентации капель [10]. В пределе $p \rightarrow \infty$ при полной переориентации $\tau_{\parallel} \simeq \langle \sigma_1 \rangle$ и $\tau_{\perp} \simeq \langle \sigma_2 \rangle$, в результате чего прошедший пленку ДПНЖК свет в зависимости от оптических параметров капель и полимерной матрицы может быть преимущественно поляризован либо в плоскости YZ , ортогональной направлению растяжения

X , либо в плоскости XZ . Степень поляризации прошедшего излучения будем определять как

$$P = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} = \frac{\exp(\Delta) - 1}{\exp(\Delta) + 1}, \quad 0 \leq P \leq 1, \quad (5)$$

где $\Delta = \tau_{\parallel} - \tau_{\perp}$.

Для капель НЖК, средний диаметр которых в недеформированном состоянии ограничен диапазоном от 1 до 10 мкм (типичные размеры капель), соответствующий дифракционный параметр kc для видимого излучения лежит в интервале $5 \leq kc \leq 100$, где $k = 2\pi n_m / \lambda$, n_m — показатель преломления полимерной матрицы, λ — длина световой волны. В этом случае, учитывая оптическую “мягкость” нематических капель (так как $|n_{жк} - n_m| \ll 1$), σ_1 и σ_2 могут быть найдены с помощью анизотропного варианта приближения аномальной дифракции [9,11], согласно которому

$$\sigma_{1,2} = 2 \operatorname{Re} \left\{ \int_S (1 - T_{11,22}) dS \right\}, \quad (6)$$

где $T_{11,22}$ — диагональные элементы матрицы Джонса прохождения света через каплю.

Интегрирование ведется по площади проекции капли на плоскость, нормальную к направлению распространения падающего света (плоскость XY). В общем случае в (6) следует учитывать индуцируемую деформацией анизотропию полимерной матрицы, оптическая ось которой совпадает с направлением растяжения [12]. Тогда относительные фазовые набегии для поляризованных компонент при расчете σ_1 и σ_2 должны вычисляться с учетом анизотропии показателей преломления матрицы.

В дальнейшем удобно использовать не σ_1 и σ_2 , а соответствующие факторы эффективности рассеяния $Q_{1,2} = \sigma_{1,2} / \sigma_r$, где $\sigma_r = \pi a_0^2 p^B / l_0$ — геометрическое сечение капли в направлении падающего света. При такой замене $\tau_{\parallel, \perp}$ и Δ запишутся как

$$\tau_{\parallel, \perp} = \frac{3}{4} C_v L_0 l_1 \frac{\left\langle a_0^2 \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} [Q_{1,2} \cos^2 \alpha(\alpha_0) + Q_{2,1} \sin^2 \alpha(\alpha_0)] d\alpha_0 \right\rangle}{\langle a_0^3 \rangle}, \quad (7)$$

$$\Delta = \frac{3}{4} C_v L_0 l_1 \frac{\left\langle a_0^2 \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} (Q_1 - Q_2) \cos 2\alpha(\alpha_0) d\alpha_0 \right\rangle}{\langle a_0^3 \rangle}. \quad (8)$$

Сравнение с экспериментом и анализ полученных результатов

На рис. 3 проведено сравнение зависимостей $\tau_{\parallel, \perp}(p)$, рассчитанных с помощью описанной модели, с результатами экспериментальной работы [3], в которой исследовано светопропускание растянутых пленок

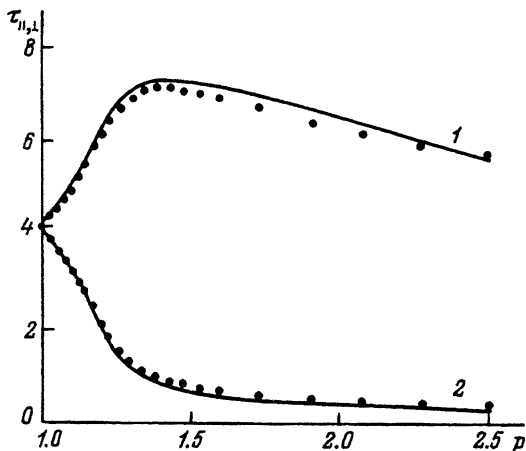


Рис. 3. Экспериментальные (точки) [4] и теоретические зависимости оптических плотностей растянутой пленки ДПНЖК $\tau_{||}$ (1) и τ_{\perp} (2) от кратности растяжения p .

ДПНЖК, содержащих капли НЖК 5СБ с биполярной конфигурацией в матрице из поливинилацетата (ПВА). Расчет проводился с использованием выражений (2), (6) и (7) для следующего набора параметров: $C_v = 0.17$, $L_0 = 29$ мкм, $\lambda = 0.633$ мкм, $B = 0.79$, $n_m = 1.50$, показатели преломления НЖК $n_o = 1.52$, $n_e = 1.72$, $l_0 = l_1 = 1.2$. Параметры l_0 и l_1 являлись подгоночными, а остальные соответствовали экспериментальным. Функция распределения по размерам $f(a_0)$ описывалась гамма-распределением [13]

$$f(a_0) = \frac{\mu^{\mu+1} a_0^{\mu}}{\Gamma(\mu+1) a_{0m}^{\mu+1}} \exp \left[-\mu \frac{a_0}{a_{0m}} \right], \quad (9)$$

где $\Gamma(\mu+1)$ — гамма-функция, a_{0m} и μ — мода и параметр распределения. Эксперименту соответствовали значения $a_{0m} = 0.75$ мкм и $\mu = 4$. Интеграл по поверхности в (6) рассчитывался как степенной ряд по параметру c/λ , полученный подстановкой в (6) соответствующего степенного разложения для коэффициентов матриц Джонса [14]. Двулучепреломление полимерной матрицы не учитывалось, что, как показано в [3], для ПВА матрицы является приемлемым приближением. Как следует из рис. 3, во всем диапазоне изменения кратности растяжения p имеем $\tau_{||} \geq \tau_{\perp}$, в результате чего прошедший растянутую пленку ДПНЖК свет преимущественно поляризован в плоскости, ортогональной направлению растяжения. Несмотря на ряд упрощений, сделанных при построении модели, она вполне удовлетворительно описывает экспериментальные результаты.

Обсудим наблюдаемые закономерности поведения зависимостей $\tau_{||}(p)$ и $\tau_{\perp}(p)$. Так как роль ориентационного вклада в $\tau_{||,\perp}(p)$ очевидна, то покажем, как влияет изменение формы и размера нематических капель с БК при растяжении на их светорассеивающие свойства.

На рис. 4 представлены результаты расчета зависимостей Q_1 и Q_2 от дифракционного параметра капли kc для практически важного случая согласования показателя преломления полимерной матрицы и показателя преломления НЖК для обыкновенного луча $n_m = n_o$ (матрица полагалась изотропной). Считалось, что свет падал перпендикулярно оси БК в

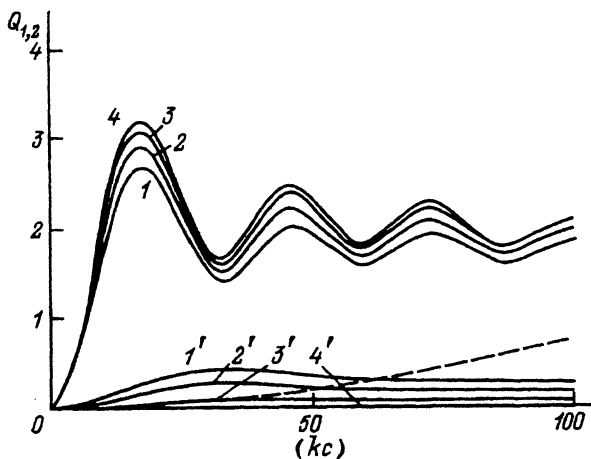


Рис. 4. Зависимости факторов эффективности рассеяния эллипсоидальной нематической капли с биполярной конфигурацией директора Q_1 (1-4) и Q_2 (1'-4') от дифракционного параметра (kc) для $n_m = n_0 = 1.52$, $n_e = 1.7$, $l = 1$ (1, 1'), 2 (2, 2'), 3 (3, 3') и 10 (4, 4').

капле, а параметры $l_b = l_c = l$ (для простоты выбраны равными) варьировались от 1 (сфера) до 10 (сильно вытянутый эллипсоид). Как видно из рисунка, вытягивание капли и соответствующая трансформация конфигурации директора приводят к быстрому росту анизотропии рассеяния $\Delta Q = Q_1 - Q_2 \geq 0$ за счет увеличения Q_1 и уменьшения Q_2 . При $p \geq 3$ эллипсоидальная нематическая капля с БК практически идентична по оптическим свойствам однородно одноосной рассеивающей частице подобной формы [11]. С увеличением $l(p)$ происходит также уменьшение значения дифракционного параметра находящейся в пленке ДПНЖК капли $kc(p) = kc_0/p^B$, что приводит к соответствующему изменению $Q_{1,2}(kc)$. В общем случае при близких, но не равных значениях n_m и n_0 основные закономерности изменения $Q_{1,2}$ будут аналогичными, но при любых $l \lim_{kc \rightarrow \infty} Q_1(kc) = \lim_{kc \rightarrow \infty} Q_2(kc) = 2$ (на рис.4 пунктиром показана зависимость $Q_2(kc)$ для $n_m = 1.5$ и $l = 10$). В результате для больших kc при $n_m \neq n_0$ анизотропия рассеяния становится малой.

Переориентация капель и уменьшение $Q_2(p)$ приводят к уменьшению τ_{\perp} с ростом p . Немонотонность $\tau_{\parallel}(p)$ можно объяснить следующим образом. Если при растяжении пленки ДПНЖК текущее значение среднего дифракционного параметра капель в дисперсии $k\bar{c}(p) > k\bar{c}_{\max}$, где $k\bar{c}_{\max}$ соответствует первому максимуму зависимости $\bar{Q}_1(k\bar{c})$ (рис. 4) (при этом следует учитывать, что усреднение по размерам сглаживает осцилляции $\bar{Q}_{1,2}$ и при $k\bar{c} \geq k\bar{c}_{\max}$ $\bar{Q}_1 \rightarrow 2$), то изменение $\bar{Q}_1(p)$ и ориентация капель приводят к росту $\tau_{\parallel}(p)$. Если же $k\bar{c}(p) < k\bar{c}_{\max}$, то результирующее изменение $\tau_{\parallel}(p)$ за счет уменьшения $\bar{Q}_1(k\bar{c})$ в этой области конкурирует с вкладом в зависимость $\tau_{\parallel}(p)$ от увеличения ориентационной упорядоченности капель, что приводит к сложному характеру зависимости τ_{\parallel} от p . Максимум $\tau_{\parallel}(p)$ достигается при $k\bar{c}(p) \approx k\bar{c}_{\max}$.

Рассмотрим с помощью предложенной модели пути оптимизации основных характеристик ДПНЖК поляризатора, которыми являются степень поляризации излучения на выходе поляризатора P , пропускание \perp -компоненты $T_{\perp} = I_{\perp}/I_{0\perp}$ и величина напряжения переключения пленки ДПНЖК из поляризующего в неполяризующее состояние.

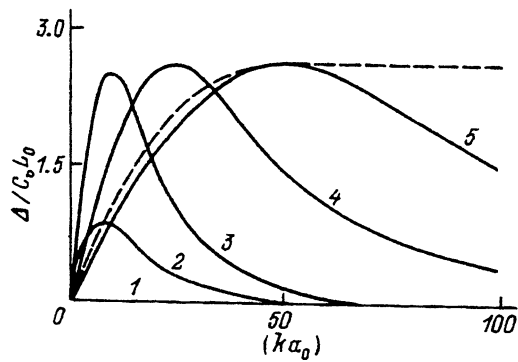


Рис. 5. Зависимость параметра $\Delta/C_v L_0$ (в $\mu\text{м}^{-1}$) от среднего начального дифракционного параметра ($k\bar{a}_0$) для $p = 1$ (1), 1.05 (2), 1.2 (3), 4 (4) и 10 (5) при варьировании $k\bar{a}_0$ за счет \bar{a}_0 . Пунктир — спектральная зависимость $\Delta(k\bar{a}_0)/C_v L_0$ для случая $n_m = n_0$.

1. Для оптимизации P , определяемой, согласно (5), параметром $\Delta = \tau_{\parallel} - \tau_{\perp}$, удобно использовать результаты анализа зависимости $\Delta(k\bar{c}, p)$. При изменении $k\bar{c}$ за счет \bar{c} можно получить информацию о зависимости P от размеров капель, а варьирование k при фиксированном \bar{c} дает спектральную зависимость P .

Результаты расчета $\Delta(k\bar{a}_0, p)/C_v L_0$, где $\bar{a}_0 = \langle a_0^3 \rangle / \langle a_0^2 \rangle$, для случая варьирования \bar{c} представлены на рис. 5. Расчет проводился с помощью (8) для приведенного выше набора значений параметров пленки ДПНЖК (использование \bar{a}_0 вместо \bar{c} вызвано удобством контроля размеров капель в нерастянутой пленке ДПНЖК с помощью оптической или электронной микроскопии [6]). “Подъем” кривых $\Delta(k\bar{a}_0, p)$ и их сдвиг в сторону больших $k\bar{a}_0$ с ростом p связан с переориентацией капель и уменьшением $k\bar{c} = k\bar{a}_0/l_1 p^B$ соответственно. Немонотонность $\Delta(k\bar{a}_0, p)$ вызвана тем, что сначала в области малых $k\bar{a}_0$ главную роль играет увеличение $(\bar{Q}_1 - \bar{Q}_2)$ (рис. 4), а затем с ростом размера капель начинает сказываться уменьшение их концентрации в пленке пропорционально $1/\bar{a}_0$. В отсутствие поглощения света в НЖК максимум $\Delta(k\bar{a}_0, p)$, как и обсуждавшийся выше максимум $\tau_{\parallel}(p)$, приблизительно совпадает с первым максимумом зависимости $\bar{Q}_1(k\bar{c})$, которому соответствует значение параметра $\rho_1 \approx 3\pi/2$ [9], где $\rho_1 = 2k\bar{c}[(n_e/n_m) - 1]$. Отсюда условие достижения максимума степени поляризации при достаточно большой кратности растяжения p , когда практически все капли ориентированы (рис. 2, б), можно сформулировать в следующем виде

$$\frac{(n_e - n_m)\bar{a}_0}{p^B l_1 \lambda} \approx 0.375. \quad (10)$$

Критерий (10) позволяет определить требуемые начальные размеры капель для получения наибольших P в видимой области спектра. Для типичных значений $n_e - n_m = 0.2$, $l_1 = 1.1$ и $\lambda = 0.4 - 0.8$ мкм оценка \bar{a}_0 дает $\bar{a}_{0\text{max}} \approx 0.8 - 1.6 p^B$ мкм.

Спектральная зависимость $P(\Delta)$ ведет себя следующим образом. При $n_m = n_0$ кривые $\Delta(k\bar{a}_0, p)$, если не учитывать дисперсию n_m и n_0 , с ростом $k\bar{a}_0$ выходят на плато (схематически это показано на рис. 5 пунктиром). Если же $n_m \neq n_0$, то, как и при вариации \bar{a}_0 , зависимость $\Delta(k\bar{a}_0, p)$ немонотонна, что вызвано отмеченным выше уменьшением $\Delta Q = Q_1 - Q_2$ с

ростом $k\bar{a}_0$ для $n_m \neq n_0$. В обоих случаях расположение максимума $P(\lambda)$ (при $n_m = n_0$ выход $P(\lambda)$ в насыщение) удовлетворяет критерию (10).

2. Важным требованием к ДПНЖК поляризатору является получение максимального пропускания \perp -компоненты T_\perp при одновременном выполнении условия (10). При полной переориентации капле T_\perp , как следует из (3) и (7), определяется значением фактора эффективности рассеяния \bar{Q}_2 , зависимость которого от геометрических и оптических параметров капли в области kc , соответствующей условию малости \bar{Q}_2 ($\bar{Q}_2 \ll 2$ (рис. 4), это переходная область между рассеянием Рэлея–Ганса и приближением аномальной дифракции [9]), приближенно описывается выражением

$$\bar{Q}_2 \simeq \left(\frac{(n_0 - n_m)\bar{a}_0}{p^B l_1 \lambda} \right)^2. \quad (11)$$

Из (11) видно, что наибольших значений T_\perp при выполнении условия (10) легче всего достигнуть, когда показатели преломления НЖК и полимера согласованы $n_m = n_0$ (в случае анизотропной полимерной матрицы должно удовлетворяться условие $n_m(p_{\text{опт}}) \approx n_0$, где $p_{\text{опт}}$ соответствует выполнению критерия (10)). Рассогласование показателей преломления матрицы и НЖК ($n_m \neq n_0$) может привести к тому, что максимум T_\perp для заданных \bar{a}_0 и λ будет достижим лишь при $p > p_{\text{опт}}$, в результате чего соответствующее значение $P(p)$ не будет оптимальным.

3. Приложение внешнего электрического поля достаточной величины нормально к поверхности растянутой пленки ДПНЖК переводит ее из поляризующего в неполяризующее состояние с $\tau_{\parallel} = \tau_{\perp}$, в котором молекулы НЖК в каплях ориентированы вдоль поля [10]. При этом величина поля, требуемая для переориентации БК в капле, зависит от ее несферичности как $E_{\text{п}} \simeq (l_c^2 - 1)^{1/2}$ [4]. С учетом сказанного, из (2) следует, что для достижения минимальных напряжений переключения ДПНЖК поляризатора $U_{\text{п}} \simeq E_{\text{п}}L$ при одновременном выполнении условия (10) для R и T_\perp технология изготовления пленки ДПНЖК должна обеспечивать наименьшую исходную несферичность нематических капель для минимизации l_c при $p = p_{\text{опт}}$.

В заключение заметим, что предложенная модель растянутой пленки ДПНЖК, строго говоря, справедлива лишь в области малых и средних деформаций ($p \leq 2$) и при невысоких концентрациях нематических капель, когда можно пренебречь возникновением объемных и поверхностных дефектов в полимерной матрице с увеличением растяжения [12], а также эффектами интерференции и многократного рассеяния [15]. Кроме того, при больших растяжениях возможно нарушение условия постоянного объема пленки и, как следствие, отклонение ее деформации от вида (1). Однако учет этих факторов, значительно усложняющих модель, не имеет существенного практического значения, так как критерий (10) вполне достижим при $p \leq 2$, когда дефектообразование мало и справедливо выражение (1), а вклад интерференции и многократного рассеяния в области аномальной дифракции ($5 \leq kc \leq 100$) для оптических плотностей $\tau \leq 10$ при использовании схемы пространственной фильтрации невелик [15].

Авторы благодарят В.Я.Зырянова и С.Л.Сморгона за предоставление препринта работы [3].

Список литературы

- [1] Ковальчук А.В., Курик М.В., Лаурентович О.Д. // Заруб. радиоэлектрон. 1989. № 5. С. 44–58.
- [2] Пат. 4685771 США. МКИ G02F 1/13. 1987.
- [3] Зырянов В.Я., Сморгон С.А., Шабанов В.Ф. Препринт ИФ СО АН СССР. № 639Ф. Красноярск, 1990. 18 с.
- [4] Wu B.-G., Erdmann J.A., Doane J.W. // Liq. Cryst. 1989. Vol. 5. N 5. P. 1453–1465.
- [5] Drzaic P.S. // Liq. Cryst. 1988. Vol. 3. N 11. P. 1543–1559.
- [6] Havens J.R., Leong D.B., Reimer K.B. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1990. Vol. 178. P. 89–101.
- [7] Vilfan I., Vilfan M., Zumer S. // Phys. Rev. A. 1989. Vol. 40. N 8. P. 4724–4730.
- [8] Hu C.-R., Kattavar G.W., Parkin M.E., Herb P. // Appl. Opt. 1987. Vol. 26. N 19. P. 4159–4173.
- [9] Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961. 536 с.
- [10] Афонин О.А., Названов В.Ф. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 10. С. 93–99.
- [11] Zumer S. // Phys. Rev. A. 1988. Vol. 37. N 10. P. 4006–4015.
- [12] Сперанская Т.А., Тарутина Л.И. Оптические свойства полимеров. Л.: Химия, 1976. 136 с.
- [13] Шифрин К.С. Введение в оптику океана. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 300 с.
- [14] Яковлев Д.А. // Опт. и спектр. 1991. Т. 71. Вып. 6. С. 788–792.
- [15] Иванов А.П., Лойко В.А., Дух В.П. Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах. Минск: Наука и техника, 1988. 190 с.

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

Поступило в Редакцию
1 июля 1992 г.