

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ПОЛИМЕРНОЙ ПЛЕНКОЙ, СОДЕРЖАЩЕЙ ВЫТЯНУТЫЕ КАПЛИ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА С НЕОДНОРОДНЫМ МЕЖФАЗНЫМ ПОВЕРХНОСТНЫМ СЦЕПЛЕНИЕМ

© 2017 г. В. А. Лойко*, А. В. Конколович*, В. Я. Зырянов**, А. А. Мискевич*

*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

**Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Россия

E-mail: loiko@ifanbel.bas-net.by

Поступила в редакцию 11.01.2017 г.

Разработана оптико-механическая модель описания коэффициента когерентного (направленного) пропускания и степени поляризации прямопрошедшего света полимерной пленкой с вытянутыми каплями жидкого кристалла. Она основана на приближениях Фолди–Тверского и аномальной дифракции. Модель позволяет анализировать оптический отклик пленки при ее растяжении в зависимости от толщины пленки, показателя преломления полимера, размеров, параметров анизотропии жидкокристаллических капель, их концентрации, внутренней структуры, полидисперсности и ориентации оптических осей. Проведена верификация модели на основе сравнения численных и экспериментальных данных при инверсном режиме модификации межфазного поверхностного сцепления ионообразующим сурфактантом. Внутренняя структура капель определена на основе решения задачи минимизации объемной плотности свободной энергии. Проведен сравнительный анализ результатов расчета пропускания и степени поляризации для пленок с однородным гомеотропным и модифицированным неоднородным межфазным поверхностным сцеплением. Исследованы спектральные поляризационные характеристики пленки с вытянутыми каплями жидкого кристалла и монодоменной внутренней структурой, образующейся при механическом растяжении с использованием сурфактантов.

DOI: 10.7868/S0030403417060125

ВВЕДЕНИЕ

Среди устройств для поляризации светового излучения наибольшее распространение получили полимерные пленки с анизотропией поглощения света [1, 2]. В них дихроизм обусловлен введением специальных добавок в полимерную матрицу или анизотропией собственного поглощения макромолекул используемого полимера. Достоинствами таких пленок являются технологичность, компактность и низкая стоимость. Однако в лазерных и оптических устройствах такие поляроидные пленки применимы лишь в случае малой интенсивности излучения, так как поглощение света может привести к нагреву и последующему разрушению полимерной матрицы.

Существенно увеличить предельную мощность падающего светового потока можно, используя одноосно вытянутые капсулированные полимером жидкокристаллические (КПЖК) пленки [3–5], в которых ориентированные эллипсоидальные капли жидкого кристалла внедрены в связующую полимерную матрицу. Такие пленки, работающие на эффекте рассеяния, эффективно поляризуют излучение во всей области

прозрачности используемых компонентов (видимая и ближняя ИК области), в то время как поляроиды – только в дихроичной полосе собственного или примесного поглощения. Кроме того, их характеристиками можно управлять, воздействуя электрическим полем на структуру поля директора (локальных оптических осей) в каплях жидкого кристалла. КПЖК пленки перспективны для использования в лазерных устройствах, поскольку при коллимированном излучении несложно отсеять диафрагмой рассеянный свет.

Недавно предложен новый метод управления электрооптическим откликом КПЖК пленок в светорассеивающей моде, который основан на локальном эффекте Фредерикса [6–8]. Суть эффекта заключается в том, что структура поля директора капель изменяется благодаря неоднородному межфазному поверхностному сцеплению на границе жидкокристаллическая (ЖК) капля–полимер. Неоднородность сцепления создается путем использования поверхностно-активных веществ (сурфактантов). Такой способ управления внутренней структурой ЖК капель позволяет сформировать в них близкую к однородной ори-

ентацию поля директора при механическом растяжении КПЖК пленок. Это приводит к существенному увеличению эффективности поляризации света [9, 10] в сравнении со способами, основанными на однородном межфазном поверхностном сцеплении.

Ориентирующее влияние сурфактанта зависит от его концентрации на межфазной границе в КПЖК пленке. Так, при низкой концентрации (порядка 0.08%) катионы сурфактанта располагаются длинными алкильными цепочками преимущественно параллельно межфазной границе и задают на ней планарное (тангенциальное) сцепление молекул жидкого кристалла. В этом случае реализуется прямой режим модификации межфазного поверхностного сцепления в пленке, когда исходная структура капель является биполярной [9]. При высокой концентрации (порядка 1.6%) алкильные цепочки катионов сурфактанта ориентируются перпендикулярно поверхности полимера и обеспечивают гомеотропные (нормальные) граничные условия. В этом случае имеет место инверсный режим модификации межфазных границ с исходной радиальной структурой ЖК капель [10].

В настоящей работе рассматриваются одноосно вытянутые КПЖК пленки. Разработана оптико-механическая модель описания коэффициента когерентного (направленного) пропускания КПЖК пленки и степени поляризации прямопрошедшего света. Рассмотрены ансамбль полидисперсных ЖК капель в форме сфероидов (или сфер) с хаотической ориентацией оптических осей до растяжения пленки и ансамбль ориентированных ЖК капель в форме вытянутых эллипсоидов при одноосном механическом растяжении. Для анализа среднего поля и коэффициентов когерентного пропускания КПЖК слоя использовано приближение Фолди–Тверского [11, 12]. Для анализа рассеяния отдельной ЖК каплей в направлении строго вперед использовано приближение аномальной дифракции [12–14]. Распределение локальных оптических осей внутри капель определялось на основе решения задачи минимизации объемной плотности свободной энергии [12, 15]. Проведена экспериментальная верификация модели на примере КПЖК пленки с инверсным режимом модификации межфазного поверхностного сцепления и нормальными граничными условиями до растяжения. Показано, что модификация межфазного поверхностного сцепления ионообразующими сурфактантами при механическом растяжении позволяет существенно повысить коэффициент пропускания пленок и эффективность поляризации прямопрошедшего света в сравнении с пленками без использования сурфактантов, в которых межфазное поверхностное сцепление на поверхности ЖК капель однородно.

ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОПИСАНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ КОГЕРЕНТНОГО ПРОПУСКАНИЯ КПЖК СЛОЯ И ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРЯМОПРОШЕДШЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Пусть КПЖК слой освещается по нормали, вдоль оси x лабораторной системы координат (x, y, z) , линейно поляризованной плоской волной с единичным вектором поляризации \mathbf{e} (рис. 1). На рис. 1 плоскость (y, z) совпадает с передней поверхностью слоя; \mathbf{e}_{vv} и \mathbf{e}_{vh} – единичные векторы поляризации vv - и vh -компонент прямопрошедшей волны, которые поляризованы соответственно параллельно и ортогонально плоскости поляризации (x, \mathbf{e}) падающей волны.

Допустим, что (i) для каждой капли в слое определен ее директор (оптическая ось) \mathbf{N}_j , $j = \overline{1, N}$, N – число капель в слое (вектор \mathbf{N}_j характеризует среднее по объему капли направление ориентации длинных осей молекул жидкого кристалла [16–18]); (ii) в отсутствие механического растяжения слой состоит из ансамбля полидисперсных сфероидальных ЖК капель с полуосями a_0 и c_0 со случайной в плоскости (y, z) ориентацией оптических осей \mathbf{N}_j (рис. 1а); (iii) после растяжения слоя вдоль оси y ЖК капли приобретают форму вытянутых эллипсоидов (с полуосями a , b , c) и структура их директоров становится однородной y -ориентированной (\mathbf{N}_j направлены вдоль оси y , рис. 1б). Полуоси ЖК капель c_0 , b , c лежат в плоскости (y, z) , а полуоси a_0 и a направлены вдоль оси x (рис. 1). Отметим, что при равных длинах полуосей a_0 и c_0 ($a_0 = c_0$) исходно недеформированный КПЖК слой состоит из сферических ЖК капель. До растяжения линейные размеры слоя вдоль осей x, y, z лабораторной системы координат равны соответственно l_0, l_y^0, l_z^0 . После растяжения линейные размеры слоя вдоль осей x, y, z равны соответственно l, l_y, l_z . Толщина слоя до растяжения l_0 , после растяжения l .

Используя приближение Фолди–Тверского [11, 12] для среднего (когерентного) поля [19], запишем выражения для vv - и vh -компонент T_a^{vv} и T_a^{vh} амплитудного коэффициента пропускания T_a КПЖК слоя, освещаемого по нормали:

$$T_a^{vv} = t_2 \cos^2 \alpha + t_1 \sin^2 \alpha, \quad (1)$$

$$T_a^{vh} = (t_2 - t_1) \sin \alpha \cos \alpha, \quad (2)$$

$$t_{2,1} = \exp(ikl) \exp(-i\varphi_{2,1}) \exp(-\gamma_{2,1}l/2), \quad (3)$$

$$\varphi_{2,1} = q \operatorname{Im} \langle S_{2,1}^0 \rangle l, \quad (4)$$

$$\gamma_{2,1} = N_v \langle \sigma_{2,1} \rangle, \quad (5)$$

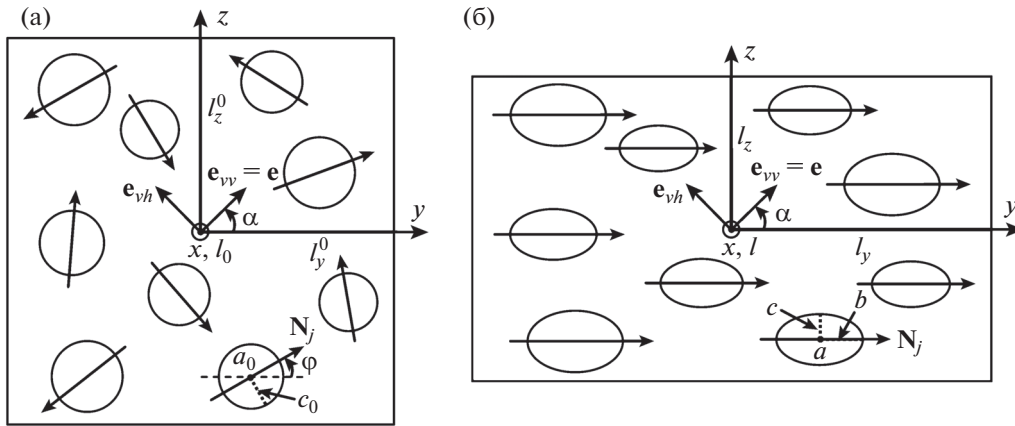


Рис. 1. Схематическое представление структуры КПЖК слоя. (а) – случайная ориентация директоров (оптических осей) N_j сфероидальных ЖК капель с полуосями a_0 и c_0 до растяжения, (б) – однородно ориентированная структура директоров N_j и вытянутые эллипсоидальные капли с полуосями a, b, c после однонаправленного механического растяжения вдоль оси z у лабораторной системы координат (x, y, z) . Плоскость (y, z) совпадает с передней поверхностью слоя; ось x направлена по нормали к слою, вдоль которой падает линейно поляризованная плоская волна с единичным вектором поляризации e ; e_{vv} и e_{vh} – единичные векторы, вдоль которых поляризованы vv - и vh -компоненты прямопрошедшей волны соответственно параллельно и ортогонально плоскости поляризации (x, e) падающей волны; φ – угол ориентации оптических осей N_j капель; l_0, l_y^0, l_z^0 и l, l_y, l_z – линейные размеры КПЖК слоя вдоль осей x, y, z до и после растяжения.

$$\langle \sigma_{2,1} \rangle = \frac{4\pi}{k^2} \text{Re} \langle S_{2,1}^0 \rangle, \quad (6)$$

где φ_2 и φ_1 – изменения фаз для y - и z -поляризаций прямопрошедшей волны на толщине l слоя, γ_2 и γ_1 – соответствующие показатели ослабления слоя, $\langle \sigma_2 \rangle$ и $\langle \sigma_1 \rangle$ – средние значения сечений ослабления отдельной ЖК капли для y - и z -поляризаций, определяемые в соответствии с оптической теоремой [20, 21], $q = 2\pi k^{-2} N_v$, $k = 2\pi n_p / \lambda$, n_p – показатель преломления полимерной матрицы, λ – длина волны падающего света, N_v – число капель жидкого кристалла в единице объема, $\langle S_{2,1}^0 \rangle$ – усредненные по размерам капель и ориентации их директоров N_j диагональные элементы амплитудной матрицы рассеяния отдельной ЖК капли при нулевом угле рассеяния, которые должны быть найдены в лабораторной системе координат xyz .

Для нахождения $\langle S_{2,1}^0 \rangle$ рассмотрим вспомогательную систему координат, связанную с главной плоскостью (x, N_j) отдельной ЖК капли. В этой системе амплитудная матрица отдельной нематической ЖК капли для направления рассеяния строго вперед $\underline{\underline{S}}^0$ является диагональной [13]:

$$\underline{\underline{S}}^0 = \begin{pmatrix} S_e^0 & 0 \\ 0 & S_o^0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где S_e^0 и S_o^0 – амплитудные функции рассеяния для необыкновенной (индекс e) и обыкновенной (индекс o) волн. В лабораторной системе координат матрица $\underline{\underline{S}}^0$ преобразуется к матрице $\underline{\underline{S}}_{lab}^0$ согласно выражению:

$$\underline{\underline{S}}_{lab}^0 = \begin{pmatrix} S_2^0 & 0 \\ 0 & S_1^0 \end{pmatrix} = \underline{\underline{R}}^{-1}(\varphi) \underline{\underline{S}}^0 \underline{\underline{R}}(\varphi), \quad (8)$$

$$\underline{\underline{R}}(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos(\varphi) & \sin(\varphi) \\ -\sin(\varphi) & \cos(\varphi) \end{pmatrix} \quad (9)$$

– матрица перехода к лабораторному базису (x, y, z) от системы координат, связанной с оптической осью N_j отдельной капли, а $\underline{\underline{R}}^T(\varphi)$ – транспонированная матрица $\underline{\underline{R}}(\varphi)$, φ – азимутальный угол ориентации оптической оси N_j капли относительно оси y лабораторной системы координат (рис. 1). Тогда из соотношений (7)–(9) найдем

$$S_2^0 = S_e^0 \cos^2 \varphi + S_o^0 \sin^2 \varphi, \quad (10)$$

$$S_1^0 = S_e^0 \sin^2 \varphi + S_o^0 \cos^2 \varphi. \quad (11)$$

Используя соотношения (5), (6), (10), (11), для показателей ослабления γ_2 и γ_1 имеем

$$\gamma_2 = \frac{4\pi}{k^2} N_v \langle \text{Re} S_e^0 \cos^2 \varphi + \text{Re} S_o^0 \sin^2 \varphi \rangle, \quad (12)$$

$$\gamma_1 = \frac{4\pi}{k^2} N_v \langle \text{Re } S_e^0 \sin^2 \varphi + \text{Re } S_o^0 \cos^2 \varphi \rangle. \quad (13)$$

Энергетический коэффициент T_c^p когерентного (направленного) пропускания КПЖК слоя для линейно поляризованного падающего света в отсутствие анализатора определяется с помощью выражения

$$T_c^p = T_c^{vv} + T_c^{vh}, \quad (14)$$

где T_c^{vv} и T_c^{vh} – коэффициенты когерентного пропускания, определяемые в параллельных и скрещенных поляризаторе и анализаторе соответственно,

$$T_c^{vv,vh} = |T_a^{vv,vh}|^2. \quad (15)$$

Из соотношений (1), (2), (14), (15) следует, что

$$T_c^p = \exp(-\gamma_2 l) \cos^2 \alpha + \exp(-\gamma_1 l) \sin^2 \alpha. \quad (16)$$

Для определения коэффициента когерентного пропускания T_c^{np} слоя при его освещении неполяризованным излучением необходимо усреднить (16) по углу поляризации α . Тогда получим

$$T_c^{np} = \frac{T_{\parallel} + T_{\perp}}{2}, \quad (17)$$

$$T_{\parallel,\perp} = T_c^p(\alpha = 0, \pi/2) = \exp(-\gamma_{2,1} l), \quad (18)$$

где $T_{\parallel,\perp}$ – коэффициенты пропускания слоя, определяемые в параллельных поляризаторе и анализаторе при их расположении соответственно вдоль ($\alpha = 0$) и ортогонально ($\alpha = \pi/2$) оси u лабораторной системы координат.

Степень поляризации P прямопрошедшего излучения определим следующим образом:

$$P = \frac{T_{\perp} - T_{\parallel}}{T_{\perp} + T_{\parallel}}. \quad (19)$$

Отметим, что формулы (1)–(4), (12), (13), (16)–(19) позволяют определять когерентное пропускание и параметры Стокса [21] при освещении КПЖК слоя линейно поляризованным излучением, когерентное пропускание и степень поляризации света при освещении неполяризованным излучением, линейный, круговой дихроизм и др. Для этого требуется знание элементов амплитудной матрицы рассеяния S_e^0 и S_o^0 отдельной ЖК капли (см. выражения (12), (13)) и учет структурных характеристик слоя при усреднении по размерам капель и ориентации их оптических осей N_j . Для решения задачи рассеяния на отдельной ЖК капле могут быть использованы различные методы [20, 21]: дипольное приближение [11], приближения Релея–Ганса [22, 23], аномальной дифракции [12–14, 24], приближение Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна [25] и др.

При анализе рассеяния света отдельной каплей нематического жидкого кристалла воспользуемся приближением аномальной дифракции [20]. В рамках этого приближения световое поле, рассеянное крупной оптически мягкой каплей, определяется как результат дифракции на эквивалентном плоском амплитудно-фазовом экране с комплексной матрицей пропускания, заданной на ее главном поперечном сечении $\sigma = \pi bc$ в плоскости слоя yz . Элементы амплитудной матрицы рассеяния $S_{e,o}^0$, входящие в выражения (12), (13), определяются следующим образом [12–14]:

$$S_{e,o}^0 = \frac{k^2}{2\pi} \int_{\sigma} (1 - T_{2,1}(y, z)) dydz, \quad (20)$$

где $T_{2,1}(y, z)$ – диагональные элементы матрицы Джонса $\underline{T}(y, z)$ эквивалентного экрана,

$$\underline{T}(y, z) = \prod_{x=x_{inp}(y,z)}^{x_{out}(y,z)} R^T(x) P(\Delta x) R(x). \quad (21)$$

Здесь x_{inp} и x_{out} – входная и выходная координаты фронта волны на поверхности ЖК капли, зависящие от координат y, z : $x_{inp, out} = \mp a \sqrt{1 - y^2/b^2 - z^2/c^2}$, $P(\Delta x)$ – матрица, определяемая локальными фазовыми набегами для необыкновенной и обыкновенной волн на элементарном объеме капли с продольным размером Δx , $R(x)$ и $R^T(x)$ – матрицы преобразования координат по тракту локальных базисов. Матрицы $P(\Delta x)$, $R(x)$ и $R^T(x)$ зависят от ориентационной структуры локального директора в объеме ЖК капли [12–14].

Рассмотрим переход из исходного неупорядоченного состояния КПЖК слоя к состоянию ориентационного упорядочения оптических осей ЖК капель при механическом растяжении слоя вдоль оси u лабораторной системы координат (рис. 1). Считая, что объем слоя при растяжении не меняется, запишем зависимость линейных размеров КПЖК слоя l, l_y, l_z в виде [4]

$$l = l_0 p^{-B}, \quad l_y = l_y^0 p, \quad l_z = l_z^0 p^{-A}, \quad (22)$$

где $p = l_y/l_y^0$ – кратность растяжения, равная отношению длин рассматриваемого участка слоя в деформированном ($p \neq 1$) и исходном ($p = 1$) состояниях, A и B – константы, зависящие от механических свойств используемого полимера, причем $A + B = 1$.

Предположим, что в исходном состоянии капли имеют форму трехосных эллипсоидов с полуосями a_0, b_0, c_0 , причем полуоси b_0, c_0 ориентированы параллельно плоскости (y, z) , а полуоси a_0 ориентированы по нормали к слою вдоль оси x . Считаем, что оптическая ось N_j капли направлена вдоль большой полуоси b_0 и ориентирована под

углом φ_0 относительно оси y . Тогда полуоси a, b, c капли и угол φ ориентации ее оптической оси N_j определяются соотношениями [4]

$$a = a_0 p^{-B}, \tag{23}$$

$$b = \frac{\sqrt{2}b_0 p}{\sqrt{K_2 - \sqrt{K_1^2 + M^2}}}, \tag{24}$$

$$c = \frac{\sqrt{2}c_0 p}{\sqrt{K_2 + \sqrt{K_1^2 + M^2}}}, \tag{25}$$

$$\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{M}{K_1}, \tag{26}$$

$$K_{2,1} = (p^{2(A+1)} \varepsilon_0^2 \pm 1) \cos^2 \varphi_0 \pm (\varepsilon_0^2 \pm p^{2(A+1)}) \sin^2 \varphi_0, \tag{27}$$

$$M = (\varepsilon_0^2 - 1) p^{A+1} \sin 2\varphi_0, \tag{28}$$

где $\varepsilon_0 = b_0/c_0$ – параметр анизотрии формы капли в плоскости (y, z) до растяжения слоя.

Из формул (23)–(25), (27), (28) следует, что увеличение кратности растяжения p приводит к монотонному увеличению большой продольной полуоси (b) и монотонному уменьшению малых (a и c) полуосей. Для исходно эллипсоидальной ЖК капли длины и ориентации ее полуосей b и c при растяжении зависят от начального угла ориентации φ_0 оптической оси N_j . Длина поперечной полуоси a не зависит от φ_0 (см. выражение (23)).

Рисунок 2 иллюстрирует зависимость угла ориентации φ оптической оси капли N_j от кратности растяжения p при разных значениях параметра анизотрии ε_0 до растяжения. Видно, что чем ближе отношение полуосей $\varepsilon_0 = b_0/c_0$ к единице, тем меньшие значения p требуются для достижения одних и тех же значений угла φ .

При $\varepsilon_0 = 1$ (исходно сферические или сфероидальные ЖК капли, рис. 1а) угол φ является ступенчатой функцией вида

$$\varphi = \begin{cases} \varphi_0, & p = 1 \\ 0, & p > 1 \end{cases}, \tag{29}$$

где значение угла φ_0 является случайной величиной с равномерным распределением в интервале от 0 до 360° . Тогда, как следует из выражений (23)–(25), (27), (28), полуоси a, b, c отдельной ЖК капли изменяются в зависимости от кратности растяжения p слоя таким же образом, как и его линейные размеры (соотношение (22)),

$$a = a_0 p^{-B}, \quad b = c_0 p, \quad c = c_0 p^{-A}, \tag{30}$$

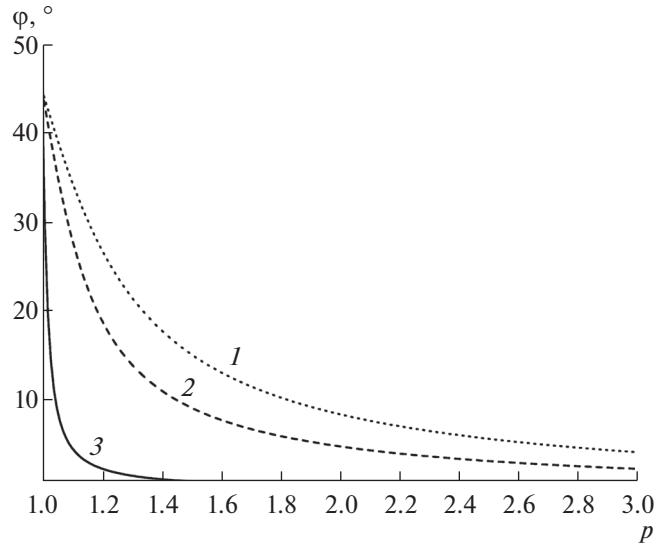


Рис. 2. Зависимость угла ориентации φ оптической оси отдельной ЖК капли в КПЖК слое от кратности растяжения p при разных соотношениях осей ε_0 в исходном недеформированном состоянии. Угол ориентации оптической оси до растяжения $\varphi_0 = 45^\circ$. $\varepsilon_0 = 1.5$ (1), 1.25 (2), 1.025 (3).

где $a_0 = c_0$ для сфер и $a_0 < c_0$ для сфероидов. Если в исходном состоянии капли жидкого кристалла являются сферическими, то $A = B = 0.5$. Для исходно сфероидальных капель $A \approx 0.4$ и $B \approx 0.6$ [4].

Полагая, что в недеформированном состоянии КПЖК слой состоит из сферических или сфероидальных ЖК капель ($\varepsilon_0 = 1$), и выполнив независимое усреднение по их размерам и ориентациям оптических осей (которое справедливо при $\varepsilon_0 = 1$, как видно из соотношений (24)–(28)), для показателей ослабления (соотношения (12), (13)) получим

$$\gamma_2 = \frac{3}{4} c_v \frac{\langle a^2 \rangle}{\langle a^3 \rangle} \left\{ \langle Q_e \rangle \frac{1 + S_{2f}}{2} + \langle Q_o \rangle \frac{1 - S_{2f}}{2} \right\}, \tag{31}$$

$$\gamma_1 = \frac{3}{4} c_v \frac{\langle a^2 \rangle}{\langle a^3 \rangle} \left\{ \langle Q_e \rangle \frac{1 - S_{2f}}{2} + \langle Q_o \rangle \frac{1 + S_{2f}}{2} \right\}, \tag{32}$$

$$\langle Q_{e,o} \rangle = \frac{4 \operatorname{Re} \langle S_{e,o}^0 \rangle}{k^2 \varepsilon_y \varepsilon_z \langle a^2 \rangle}, \tag{33}$$

$$S_{2f} = \overline{2 \cos^2 \varphi} - 1 = \begin{cases} 0, & p = 1, \\ 1, & p > 1, \end{cases} \tag{34}$$

где $c_v = N_v \langle V \rangle$ – объемный фактор заполнения слоя, $\langle V \rangle$ – средний объем капель, $\langle Q_{e,o} \rangle$ – факторы эффективности ослабления для необыкновенной и обыкновенной волн, усредненные по раз-

мерам капель, S_{2f} – двумерный (2D) параметр порядка [5] КПЖК слоя (черта сверху в выражении (34) означает усреднение по углу ориентации φ_0), $\varepsilon_y = b/a = (c_0/a_0)p^{1+B}$ и $\varepsilon_z = c/a = (c_0/a_0)p^{B-A}$ – параметры анизотропии формы капель при растяжении, $a = a_0p^{-B}$.

Таким образом, для слоя полидисперсных капель его коэффициенты когерентного пропускания T_c^{np} , $T_{||}$, T_{\perp} и степень поляризации прямошедшего света P будут определяться с помощью соотношений (17)–(19), где следует положить $l = l_0p^{-B}$, а показатели ослабления γ_2 и γ_1 имеют вид соответственно (31) и (32).

Анализ выражения (20) [12] при одинаковых параметрах анизотропии ε_y , ε_z и внутренней структуре капель показывает, что амплитудные функции рассеяния $S_{e,o}^0$ зависят только от поперечной полуоси $a = a_0p^{-B}$:

$$S_{e,o}^0 = S_{e,o}^0(a). \quad (35)$$

Тогда, используя теорему о среднем [12], для показателей ослабления γ_2 и γ_1 КПЖК слоя (соотношения (31), (32)), получим

$$\gamma_2 = \frac{3c_v}{4a_{ef}} \left\{ Q_e(a_{ef}) \frac{1+S_{2f}}{2} + Q_o(a_{ef}) \frac{1-S_{2f}}{2} \right\}, \quad (36)$$

$$\gamma_1 = \frac{3c_v}{4a_{ef}} \left\{ Q_e(a_{ef}) \frac{1-S_{2f}}{2} + Q_o(a_{ef}) \frac{1+S_{2f}}{2} \right\}, \quad (37)$$

$$Q_{e,o}(a_{ef}) = 2 \operatorname{Re} \int_{\sigma=\pi bc} (1 - T_{2,1}(a_{ef})) d\sigma, \quad (38)$$

где

$$a_{ef} = \langle a^3 \rangle / \langle a^2 \rangle \quad (39)$$

– эффективное значение длины полуоси a .

Для слоя, состоящего из монодисперсных капель жидкого кристалла, коэффициенты когерентного пропускания $T_{||}$ и T_{\perp} можно записать в виде

$$T_{||,\perp} = \exp(-\tau_{||,\perp}), \quad (40)$$

$$\tau_{||} = \tau_{\perp} = \frac{3}{8} c_v \frac{l_0}{a_0} \{Q_e + Q_o\}, \quad p = 1, \quad (41)$$

$$\tau_{||,\perp} = \frac{3}{4} c_v \frac{l_0}{a_0} Q_{e,o}, \quad p > 1, \quad (42)$$

$$Q_{e,o} = \frac{4}{\varepsilon_y \varepsilon_z k^2 a^2} \operatorname{Re} S_{e,o}^0, \quad (43)$$

где $\tau_{||}$ и τ_{\perp} – оптические плотности слоя для света, поляризованного параллельно и ортогонально направлению растяжения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для сопоставления результатов, полученных в рамках разработанной модели, с данными измерений, использованы экспериментальные зависимости коэффициентов пропускания $T_{||}$ и T_{\perp} в инверсном режиме модификации межфазного поверхностного сцепления [10] для композитной пленки на основе нематического жидкого кристалла 5ЦБ. Его обыкновенный n_{\perp} и необыкновенный $n_{||}$ показатели преломления равны соответственно: $n_{\perp} = 1.53$, $n_{||} = 1.717$ на длине волны $\lambda = 0.633$ мкм. Образец приготавливался методом эмульгирования нематика в водном растворе смеси полимера, глицерина и сурфактанта с последующим испарением растворителя. В качестве полимера использовался поливиниловый спирт (ПВС). Показатель преломления полимера $n_p = 1.532$. В приготовленном образце вследствие добавки глицерина n_p изменяется в пределах от 1.49 до 1.53. В качестве катионного сурфактанта использовался цетилтриметиламмоний бромид (ЦТАБ). Соотношение компонентов ПВС:глицерин:5ЦБ:ЦТАБ = 1:0.3:0.2:0.006 (по весу), что в пересчете на объемный фактор заполнения c_v ЖК капель в пленке дает значение $c_v = (0.2 + 0.006)/(1 + 0.3) \approx 0.158$. Концентрация капель в приготовленном образце снижается до значения $c_v = 0.143$ вследствие частичного растворения жидкого кристалла в полимере и остаточной воды. И использованное количество сурфактанта (3% по весу относительно жидкого кристалла) обеспечивает нормальные граничные условия и радиальную конфигурацию ЖК капель до растяжения. Гетерофазная смесь ПВС-глицерин-5ЦБ-ЦТАБ создавалась путем вращения в специальной мешалке и наносилась на поверхность стеклянной подложки с последующей сушкой в воздухе. Полученная композитная пленка подвергалась однонаправленному механическому растяжению.

Результаты измерений анизотропии светопропускания (коэффициентов пропускания $T_{||}$ и T_{\perp}) и степени поляризации света при механическом растяжении КПЖК пленки представлены на рис. 3. По оси абсцисс отложен коэффициент удлинения пленки $\Delta l/l_0 = (l - l_0)/l_0$, который связан с кратностью растяжения p соотношением: $p = 1 + \Delta l/l_0$. В отсутствие растяжения капли были сферическими со средним значением радиуса $\langle a_0 \rangle = 2$ мкм и незначительной дисперсией по раз-

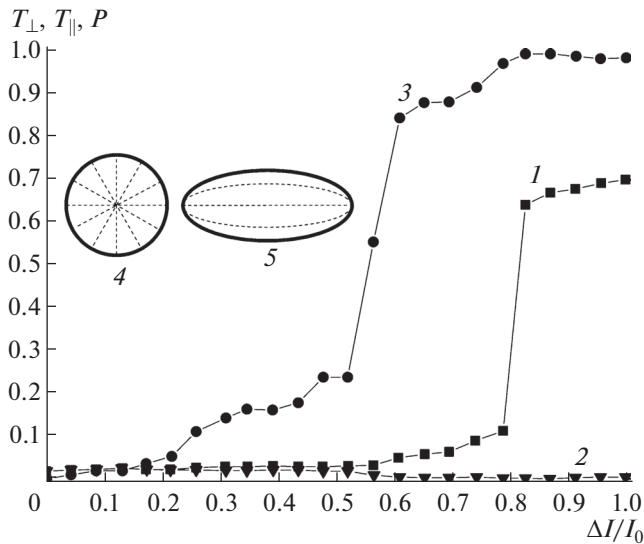


Рис. 3. Экспериментальные зависимости коэффициентов когерентного пропускания T_{\perp} (кривая 1) и T_{\parallel} (2), степени поляризации P прямопрошедшего света (3) от коэффициента удлинения $\Delta l/l_0$ КПЖК пленки с модифицированным межфазным поверхностным сцеплением. 4 – схематическое представление сферической ЖК капли в слое с радиальной структурой до растяжения, 5 – схематическое представление вытянутой эллипсоидальной капли при растяжении пленки. Жидкий кристалл 5ЦБ ($n_{\perp} = 1.53$, $n_{\parallel} = 1.717$ при $\lambda = 0.633$ мкм). До растяжения: толщина пленки $l_0 = 45$ мкм, средний радиус капель $\langle a_0 \rangle = 2$ мкм. Объемный фактор заполнения пленки $c_v = 0.143$.

мерам. Толщина пленки $l_0 = 45$ мкм. На основе поляризационных микроскопических измерений установлено, что значению коэффициента удлинения $\Delta l/l_0 = 1$ ($p = 2$) соответствуют вытянутые вдоль направления растяжения капли в форме эллипсоидов вращения относительно оси растяжения с бездефектной однородно ориентированной (монокристаллической) структурой локального директора. Физическим механизмом образования бездефектных монокристаллических структур капель при растяжении и наличии сурфактанта является формирование неоднородного поверхностного сцепления молекул жидкого кристалла на границе капля–полимер, изменяющееся в меридианном направлении от тангенциального на экваторе к гомеотропному на полюсах [9].

На рис. 4 представлены зависимости T_{\parallel} и T_{\perp} от показателя преломления n_p полимерной матрицы, рассчитанные для недеформированной КПЖК пленки при $p = 1$ (коэффициент удлинения $\Delta l/l_0 = 0$) с исходной радиальной структурой ЖК капель и для растянутой пленки с монокристаллической внутренней структурой капель при крат-

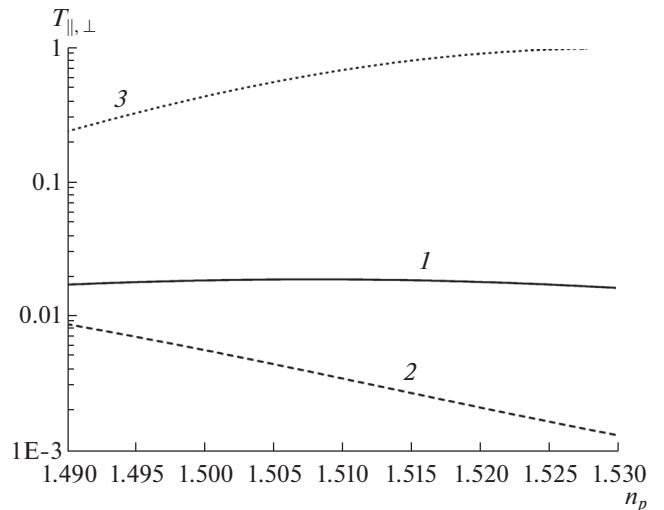


Рис. 4. Рассчитанные значения коэффициентов пропускания T_{\parallel} и T_{\perp} в зависимости от показателя преломления n_p полимерной матрицы. Кривая 1 – $T_{\perp, \parallel}$ для недеформированной КПЖК пленки ($p = 1$, $l_0 = 45$ мкм, $c_v = 0.143$, $a_{ef} = 2$ мкм, $\epsilon_y = \epsilon_z = 1.0$). Кривая 2 – T_{\parallel} , кривая 3 – T_{\perp} для деформированной пленки при кратности растяжения $p = 2$ ($l = 32$ мкм, $c_v = 0.143$, $a_{ef} = 1.4$ мкм, $\epsilon_y = 2.83$, $\epsilon_z = 1.0$).

ности растяжения $p = 2$ (коэффициент удлинения $\Delta l/l_0 = 1$). Расчеты выполнены на основе соотношений (18), (36)–(39). Для кратности растяжения $p = 2$ параметры анизотрии формы капель $\epsilon_y = b/a \approx 2.83$ и $\epsilon_z = c/a = 1$. Для исходно сферических капель $\epsilon_y = \epsilon_z = 1$. При двукратном растяжении слоя ($p = 2$) толщина пленки $l = l_0/\sqrt{2} \approx 32$ мкм. Эффективный размер a_{ef} (соотношение (39)) полагался равным среднему значению полуоси a : $a_{ef} = \langle a_0 \rangle = 2$ мкм при $p = 1$ и $a_{ef} = \langle a_0 \rangle/\sqrt{2} \approx 1.4$ мкм при $p = 2$. Распределения локального директора внутри капель определялись на основе решения задачи минимизации объемной плотности свободной энергии [12, 15].

Компоненты T_{\perp} и T_{\parallel} недеформированной КПЖК пленки при $\Delta l/l_0 = 0$ и $p = 1$, полученные в эксперименте (рис. 3) и расчетах (рис. 4), равны. Это обусловлено тем, что показатель ослабления слоя исходно сферических ЖК капель с радиальной структурой не зависит от поляризации падающего света. При этом для неполяризованного падающего света прошедший свет остается также неполяризованным (степень поляризации P равна нулю). Для коэффициента удлинения $\Delta l/l_0 = 1$ степень поляризации P достигает значения 0.96 (рис. 3), т.е. прямопрошедший свет сильно поляризуется, что обусловлено образованием бездефектных однородных структур капель при нали-

Экспериментальные и рассчитанные значения коэффициентов когерентного пропускания T_{\perp} и T_{\parallel} КПЖК пленки для падающего излучения, поляризованного соответственно ортогонально и параллельно оси растяжения. Инверсный режим модификации межфазных границ при растяжении: образование монодоменных структур ЖК капель при исходно радиальной структуре

Кратность растяжения p	T_{\perp} (эксперимент)	T_{\perp} (теория)	T_{\parallel} (эксперимент)	T_{\parallel} (теория)
1.0	0.0178	0.0194	0.0178	0.0194
2.0	0.7	0.687	0.0041	0.0036

$n_{\perp} = 1.53$, $n_{\parallel} = 1.717$ ($\lambda = 0.633$ мкм), $n_p = 1.51$, $c_v = 0.143$. До растяжения ($p = 1$): $S_{2f} = 0$, $l_0 = 45$ мкм, $a_{ef} = 2$ мкм, $\epsilon_y = \epsilon_z = 1$. При двукратном растяжении ($p = 2$): $S_{2f} = 1$, $l = 32$ мкм, $\epsilon_y = 2.83$ и $\epsilon_z = 1.0$, $a_{ef} = 1.4$ мкм.

чии сурфактанта. Значение коэффициента направленного пропускания T_c^{np} слоя для неполяризованного падающего света при $\Delta l/l_0 = 1$ равно 0.35.

Из сравнения экспериментальных данных (рис. 3) и результатов расчета (рис. 4) получено, что наилучшее соответствие результатов теории и эксперимента имеет место при значении показателя преломления полимерной матрицы $n_p = 1.51$. Экспериментальные и теоретические значения T_{\perp} и T_{\parallel} для $n_p = 1.51$ приведены в таблице. Из таблицы видно хорошее соответствие результатов. Наибольшее различие имеет место для коэффи-

циента когерентного пропускания T_{\parallel} . Оно не превышает 12.2%.

Значение показателя преломления полимерной матрицы $n_p = 1.51$ значительно отличается от обыкновенного показателя преломления жидкого кристалла $n_{\perp} = 1.53$. Этим объясняется то, что измеренное значение коэффициента когерентного пропускания пленки при освещении неполяризованным светом, $T_c^{np} = 0.35$, не достигает предельного значения, равного 0.5 [2].

На рис. 5–7 приведены результаты расчетов коэффициентов пропускания и степени поляризации прямопрошедшего света. Расчеты выполнены на основе соотношений (17)–(19), (40)–(43) для пленок с монодисперсными ЖК каплями. Толщина слоя $l_0 = 45$ мкм до растяжения ($p = 1$) и $l = 32$ мкм при двукратном растяжении ($p = 2$).

На рис. 5 представлен коэффициент когерентного пропускания T_c^{np} исходного слоя (недеформированного, $p = 1$) сферических капель со случайной ориентацией оптических осей в зависимости от радиуса капель a_0 при разных значениях показателя преломления n_p полимерной матрицы. Степень поляризации P света, прошедшего такой слой, равна нулю. Рисунок 6 иллюстрирует зависимости коэффициента пропускания T_c^{np} слоя и степени поляризации P прямопрошедшего света от длины поперечной направлению растяжения полуоси $a = a_0/\sqrt{2}$ при двукратном растяжении ($p = 2$) в условиях, когда перераспределение сурфактанта по поверхности капель ведет к образованию монодоменных внутренних структур.

На рис. 7 представлены зависимости $T_c^{np}(a)$ и $P(a)$ при $p = 2$ в условиях постоянного гомеотропного межфазного поверхностного сцепления без сурфактанта.

Из рис. 6 видно, что при $n_p = n_{\perp}$ существует область размеров капель $a \in [0.3-1.15$ мкм] (соот-

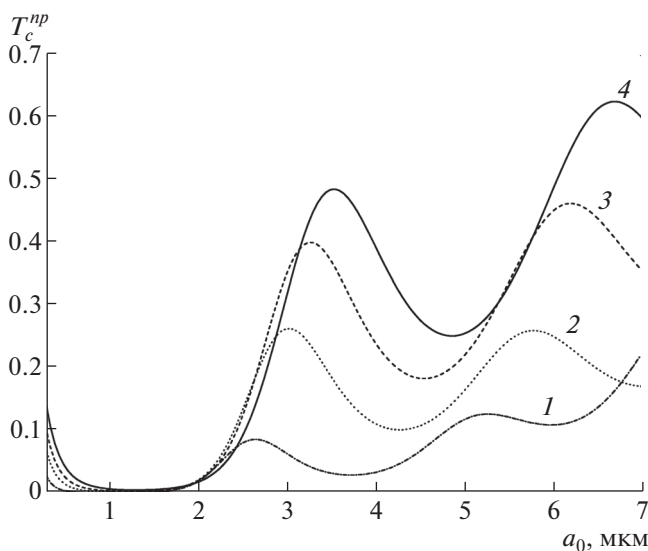


Рис. 5. Зависимости коэффициента когерентного пропускания T_c^{np} КПЖК слоя до растяжения ($p = 1$) от радиуса a_0 капель при разных значениях показателя преломления n_p полимерной матрицы. Радиальная структура ЖК капель. $n_{\perp} = 1.53$, $n_{\parallel} = 1.717$ ($\lambda = 0.633$ мкм), $c_v = 0.143$, $l_0 = 45$ мкм, $\epsilon_y = \epsilon_z = 1.0$. $n_p = 1.49$ (1), 1.51 (2), 1.52 (3), 1.53 (4).

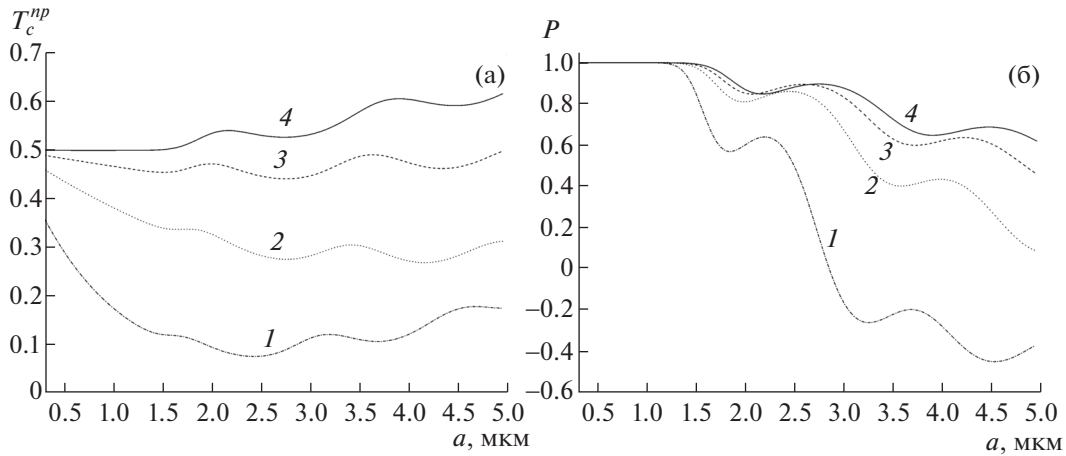


Рис. 6. Зависимости коэффициента когерентного пропускания T_c^{np} (а) КПЖК слоя с модифицированным межфазным поверхностным сцеплением и степени поляризации P (б) прямопрошедшего света от поперечной полуоси a капель при разных значениях показателя преломления n_p полимерной матрицы. Кратность растяжения слоя $p = 2$. Моднодоменная структура ЖК капель. $n_{\perp} = 1.53$, $n_{\parallel} = 1.717$ ($\lambda = 0.633$ мкм), $c_v = 0.143$, $l = 32$ мкм, $\epsilon_y = 2.83$, $\epsilon_z = 1.0$. $n_p = 1.49$ (1), 1.51 (2), 1.52 (3), 1.53 (4).

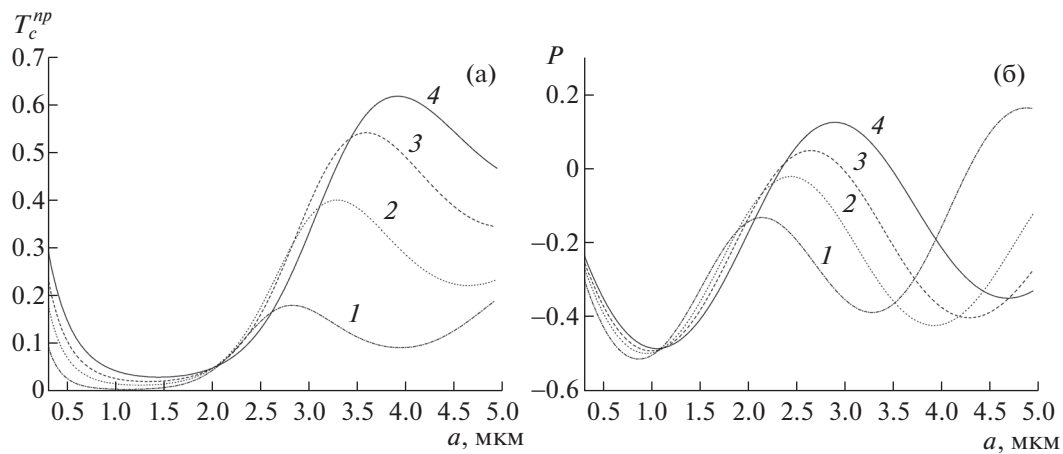


Рис. 7. Зависимости коэффициента когерентного пропускания T_c^{np} (а) КПЖК слоя с однородным гомеотропным межфазным поверхностным сцеплением и степени поляризации P (б) прямопрошедшего света от поперечной полуоси a капель при разных значениях показателя преломления n_p полимерной матрицы. Кратность растяжения слоя $p = 2$. Радиальная структура ЖК капель. $n_{\perp} = 1.53$, $n_{\parallel} = 1.717$ ($\lambda = 0.633$ мкм), $c_v = 0.143$, $l = 32$ мкм, $\epsilon_y = 2.83$, $\epsilon_z = 1.0$. $n_p = 1.49$ (1), 1.51 (2), 1.52 (3), 1.53 (4).

ветствующая значениям $a_0 \in [0.42-1.63$ мкм]), где характеристики КПЖК пленки с модифицированным межфазным поверхностным сцеплением достигают предельных значений: $T_c^{np} = 0.5$ и $P = 1$. В этой же области, как видно из рис. 7 при $n_p = n_{\perp}$, коэффициент пропускания T_c^{np} пленки с однородным нормальным межфазным поверхностным сцеплением значительно меньше 0.5 и абсолютная величина степени поляризации P не превышает 0.47.

Из рис. 6 и 7 видно, что для пленок с модифицированным и с однородным межфазным поверхностным сцеплением при увеличении коэффициента когерентного пропускания T_c^{np} больше 0.5 имеет место значительное уменьшение абсолютного значения степени поляризации P света. Отметим, что отрицательные значения степени поляризации P (рис. 6б, 7б) имеют место при $T_{\parallel} > T_{\perp}$ (см. соотношение (19)).

Из проведенного анализа следует, что основными параметрами, определяющими предельные

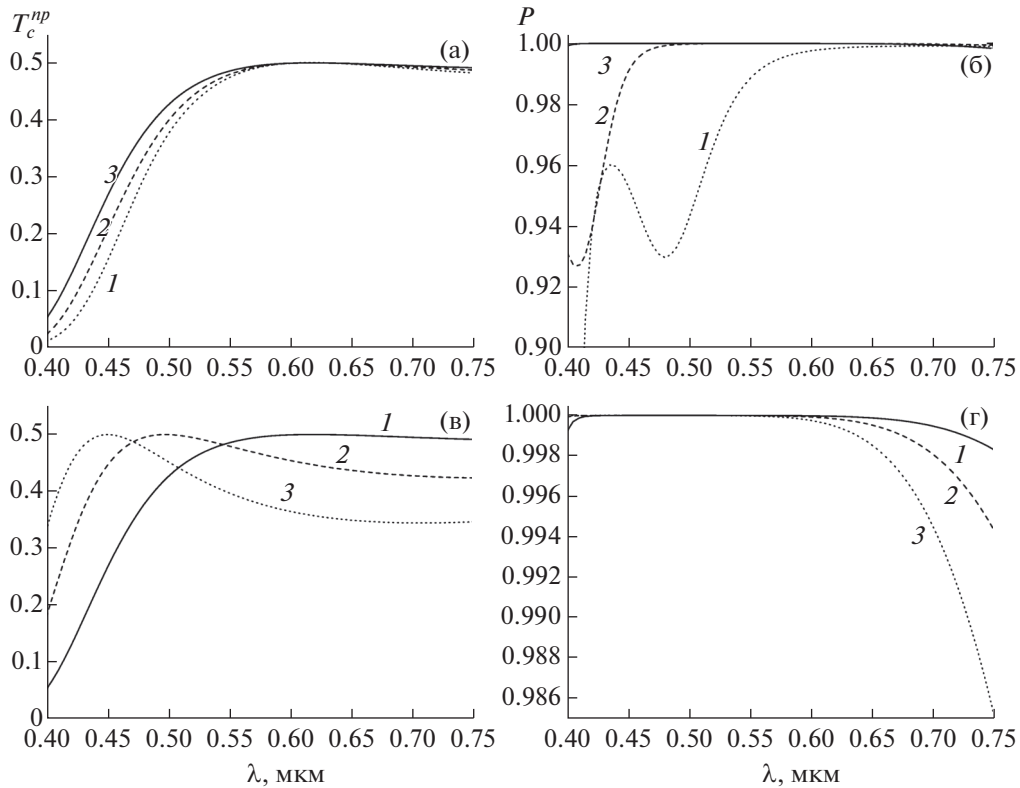


Рис. 8. Спектральные зависимости коэффициента когерентного пропускания $T_c^{np}(\lambda)$ (а, в) и степени поляризации $P(\lambda)$ (б, г) прямопрошедшего света при разных значениях длины поперечной полуоси a капель (а, б) и показателя преломления полимера n_p (в, г). $p = 2$, $l = 32$ мкм, $c_v = 0.143$, $\epsilon_y = 2.83$, $\epsilon_z = 1.0$. Монодисперсные капли ($D_a/\langle a \rangle = 0$) с монодоменной структурой ЖК 5ЦБ и ориентированными оптическими осями (параметр порядка пленки $S_{2f} = 1$). (а, б): $n_p = n_{\perp} = 1.533$ ($\lambda = 0.62$ мкм), $a = 1.4$ (1), 1.0 (2), 0.7 мкм (3). (в, г): $a = 0.7$ мкм, $n_p = n_{\perp} = 1.533$ ($\lambda = 0.62$ мкм) (1), 1.548 ($\lambda = 0.5$ мкм) (2), 1.559 ($\lambda = 0.45$ мкм) (3).

значения степени поляризации света ($P = \pm 1$) и коэффициента пропускания КПЖК пленки ($T_c^{np} = 0.5$) при ее растяжении являются: (i) показатель преломления n_p полимерной матрицы, который должен быть равен обыкновенному показателю преломления n_{\perp} жидкого кристалла (или необыкновенному n_{\parallel}); (ii) поперечный размер a ЖК капель. Предельные значения $T_c^{np} = 0.5$ и $P = \pm 1$ зависят от длины волны λ падающего света.

На рис. 8 и 9 представлены спектральные зависимости $T_c^{np}(\lambda)$ и $P(\lambda)$ для деформированного КПЖК слоя из монодисперсных капель жидкого кристалла 5ЦБ с ориентированной структурой оптических осей (рис. 8) и полидисперсных капель с учетом дезориентации их оптических осей (рис. 9). Внутренняя структура капель является монодоменной.

При расчетах для учета зависимости обыкновенного n_{\perp} и необыкновенного n_{\parallel} показателей

преломления жидкого кристалла от длины волны λ падающего света использована формула Коши:

$$n_{\perp,\parallel} = A_{\perp,\parallel} + \frac{B_{\perp,\parallel}}{\lambda^2} + \frac{C_{\perp,\parallel}}{\lambda^4}. \quad (44)$$

Значения коэффициентов $A_{\perp,\parallel}$, $B_{\perp,\parallel}$, $C_{\perp,\parallel}$ для рассматриваемого жидкого кристалла 5ЦБ взяты из работы [26].

Учет полидисперсности капель проведен с использованием гамма-распределения для полуоси a :

$$P(a) = \frac{\mu^{\mu+1}}{\Gamma(\mu+1)} \frac{a^{\mu}}{a_m^{\mu+1}} \exp(-\mu a/a_m), \quad (45)$$

где μ – параметр распределения, Γ – гамма-функция, a_m – модальный (наиболее вероятный) размер полуоси a . Модальный размер a_m и параметр μ связаны со средним значением $\langle a \rangle$ и коэффициентом вариации $D_a/\langle a \rangle$, где D_a – стандартное

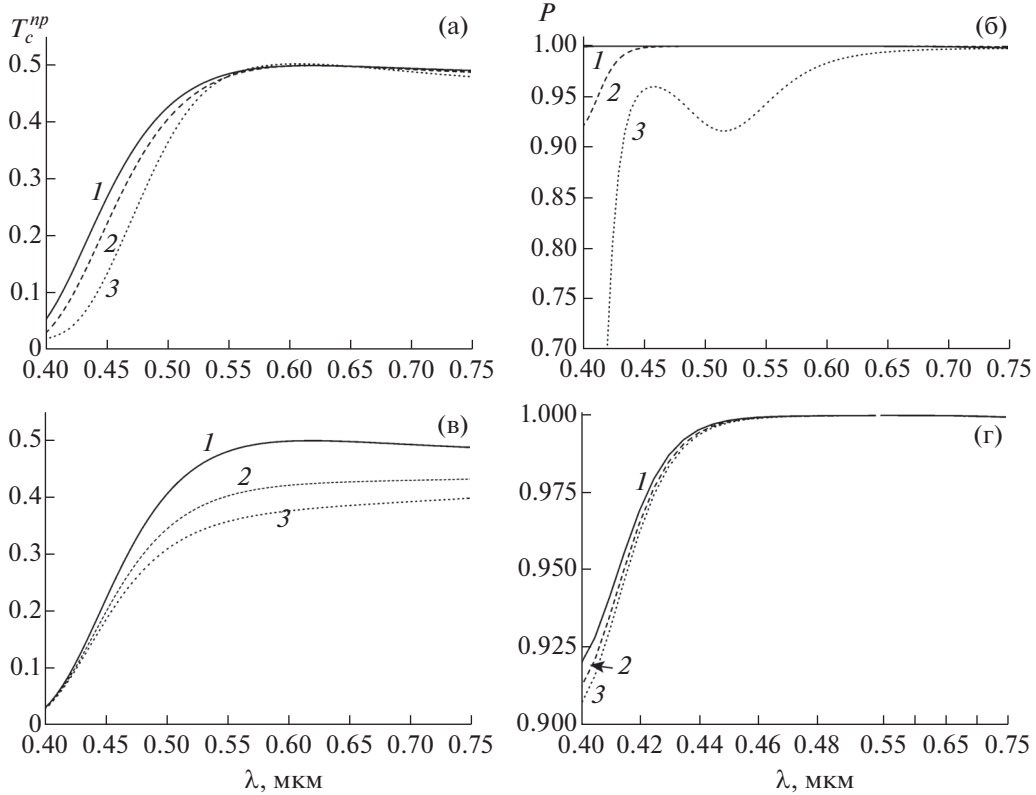


Рис. 9. Спектральные зависимости коэффициента когерентного пропускания $T_c^{np}(\lambda)$ КПЖК пленки (а, в) и степени поляризации $P(\lambda)$ прямопрошедшего света (б, г) при разных значениях коэффициента вариации $D_a/\langle a \rangle$ распределения поперечной полуоси a капель и параметра порядка S_{2f} пленки. $n_p = n_{\perp} = 1.533$ ($\lambda = 0.62$ мкм), $p = 2$, $l = 32$ мкм, $\epsilon_y = 2.83$, $\epsilon_z = 1.0$, $c_v = 0.143$. Среднее значение полуоси капель $\langle a \rangle = 0.7$ мкм. (а, б): $S_{2f} = 1$, $D_a/\langle a \rangle = 0$ (1), 0.4 (2), 0.8 (3). (в, г): $D_a/\langle a \rangle = 0.4$, $S_{2f} = 1$ (1), 0.97 (2), 0.95 (3).

(среднеквадратическое) отклонение, следующим образом:

$$a_m = \frac{\mu}{\mu + 1} \langle a \rangle, \tag{46}$$

$$\mu = 1 / (D_a / \langle a \rangle)^2 - 1. \tag{47}$$

В таком случае для эффективного значения a_{ef} полуоси a (выражение (21)) имеет место соотношение

$$a_{ef} = \langle a \rangle \frac{\mu + 3}{\mu + 1}. \tag{48}$$

Рисунки 8а, 8б иллюстрируют влияние поперечного размера a капель при значении показателя преломления n_p полимера 1.533, равного обыкновенному n_{\perp} показателю преломления жидкого кристалла на длине волны падающего света 0.62 мкм. Рисунки 8в, 8г показывают влияние показателя преломления полимера n_p (в условиях

$n_p = n_{\perp}$ на разных длинах волн $\lambda = 0.62, 0.5, 0.45$ мкм) при размере $a = 0.7$ мкм, для которого степень поляризации P прямопрошедшего света (или поляризующая способность КПЖК пленки) достигает значений, близких к предельному ($P \approx 1$), во всей видимой области спектра (0.4–0.75 мкм) (рис. 8б). Из рис. 8в, 8г видно, что достижению предельных характеристик $T_c^{np} = 0.5$ и $P = 1$ при продвижении из красной области спектра ($\lambda = 0.62$ мкм) в синюю область ($\lambda = 0.45$ мкм) соответствует увеличение значения показателя преломления n_p полимерной матрицы.

Увеличение степени полидисперсности капель (коэффициента вариации $D_a/\langle a \rangle$) и уменьшение параметра порядка S_{2f} пленки ведут к уменьшению значений коэффициента направленного пропускания T_c^{np} пленки (рис. 9а, 9в) и изменению спектральной зависимости степени поляризации P прямопрошедшего излучения (рис. 9б). Уменьшение пропускания пленки (относительно 0.5) наиболее чувствительно к ее па-

раметру порядка S_{2f} (отличию значений S_{2f} от единицы, соответствующей полной ориентации оптических осей капель при механическом растяжении) (рис. 9а, 9в). Уменьшение степени поляризации P относительно единицы наиболее чувствительно к полидисперсности ЖК капель (увеличению коэффициента вариации $D_a/\langle a \rangle$) (рис. 9б, 9г).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана оптико-механическая модель для анализа пропускания и степени поляризации прямопрошедшего света при одноосном механическом растяжении КПЖК слоя, содержащего в исходном недеформированном состоянии полидисперсные ЖК капли в форме сфер или сфероидов. Она основана на приближениях Фолди–Тверского и аномальной дифракции. Приведены соотношения для определения размеров и параметров анизотропии ЖК капель в зависимости от кратности растяжения слоя. Модель описывает оптический отклик КПЖК пленки при ее растяжении в зависимости от размеров, параметров анизотропии ЖК капель, их концентрации, внутренней структуры, полидисперсности и ориентации оптических осей. Она позволяет определять параметры пленки для достижения предельных значений степени поляризации прямопрошедшего света и коэффициента когерентного пропускания пленки в зависимости от длины волны падающего света.

Проведена верификация модели путем сравнения результатов теории и эксперимента при инверсном режиме модификации межфазного поверхностного сцепления.

Показано, что модификация поверхностного сцепления на межфазной границе полимер-жидкий кристалл при растяжении приводит к значительному увеличению коэффициента когерентного (направленного) пропускания и поляризующей способности пленки.

Полученные результаты могут быть использованы для создания поляроидных пленок на основе капсулированных полимером жидких кристаллов с ионно-сурфактантной модификацией межфазного поверхностного сцепления. Такие пленки работают в светорассеивающей моде без поглощения падающего света. Они обладают высокой светостойкостью, механической прочностью, высокими коэффициентом пропускания и поляризующей способностью.

Работа выполнена в рамках межкадаемического интеграционного проекта НАН Беларуси и СО РАН при поддержке Белорусского республикан-

ского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф15СО-039). В.Я.Зырянов благодарит РФФИ и Правительство Красноярского края (грант 16-42-240704).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шерклифф У. Поляризованный свет. М.: Мир, 1965. 264 с.
2. Агабеков В.Е., Потанов А.Л., Шахаб С.Н., Иванова Н.А. // Полимерные материалы и технологии. 2015. Т. 1. № 2. С. 6.
3. Zyryanov V.Ya., Smorgon S.L., Shabanov V.F. // Mol. Engin. 1992. V. 1. P. 305.
4. Aphonin O.A., Panina Yu.V., Pravdin A.V., Yakovlev D.A. // Liquid Crystals. 1993. V. 15. № 3. P. 395.
5. Aphonin O.A. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1996. V. 281. P. 105.
6. Зырянов В.Я., Крахалев М.Н., Прищепина О.О., Шабанов А.В. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. С. 440.
7. Zyryanov V.Ya., Krakhalev M.N., Prishchepa O.O., Shabanov A.V. // JETP Lett. 2008. V. 88. P. 597.
8. Крахалев М.Н., Лойко В.А., Зырянов В.Я. // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 37. № 1. С. 72.
9. Прищепина О.О., Эгамов М.Х., Герасимов В.П., Крахалев М.Н., Лойко В.А. // Изв. вузов. Физика. 2013. Т. 56. № 2/2. С. 258.
10. Эгамов М.Х., Герасимов В.П., Крахалев М.Н., Прищепина О.О., Лойко В.А., Зырянов В.Я. // Оптический журнал. 2014. Т. 81. С. 67.
11. Лойко В.А., Конколович А.В. // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. С. 385.
12. Лойко В.А., Зырянов В.Я., Конколович А.В., Мискевич А.А. // Опт. и спектр. 2016. Т. 120. № 1. С. 158.
13. Лойко В.А., Машке У., Зырянов В.Я., Конколович А.В., Мискевич А.А. // Опт. и спектр. 2011. Т. 110. № 1. С. 111.
14. Loiko V.A., Krakhalev M.N., Konkolovich A.V., Prishchepa O.O., Miskevich A.A., Zyryanov V.Ya. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2016. V. 178. P. 263.
15. Prishchepa O.O., Shabanov A.V., Zyryanov V.Ya., Parshin A.M., Nazarov V.G. // JETP Lett. 2006. V. 84. № 11. P. 723.
16. Blinov L.M., Chigriniv V.G. Electrooptic Effects in Liquid Crystal Materials. N.Y.: Springer, 1993. 464 p.
17. Simoni F. Nonlinear Properties of Liquid Crystals and Polymer Dispersed Liquid Crystals. Singapore: World Sci., 1997. 259 p.
18. Drzaic P.S. Liquid Crystal Dispersions. Singapore: World Scientific. 1995. 429 p.
19. Исумару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2. Пер. с англ. М.: Мир, 1986. 317 с.

20. Хюлт Г. Рассеяние света малыми частицами. Пер. с англ. М.: Изд. Иностран. лит. 1961. 536 с.
21. Борен Д., Хафмен К. Поглощение и рассеяния света малыми частицами. Пер. с англ. М.: Мир, 1986. 660 с.
22. Zumer S., Doane J.W. // Phys. Rev. A. 1986. V. 34. P. 3373.
23. Лойко В.А., Максименко П.Г., Конколович А.В. // Опт. и спектр. 2008. Т. 105. № 5. С. 853.
24. Zumer S. // Phys. Rev. A. 1988. V. 37. P.4006.
25. Лойко В.А., Конколович А.В., Мискевич А.А. // ЖЭТФ. 2016. Т. 149. С. 200.
26. Li J., Wen C.-H., Gauza S. et al. // IEEE. 2005. V. 1. № 1. P. 51.