

03

Малоугловое рассеяние и поляризация излучения вытянутой полимерной пленкой с каплями нематического жидкого кристалла, имеющими монодоменную структуру

© В.А. Лойко¹, А.В. Конколович¹, А.А. Мискевич¹, М.Н. Крахалев^{2,3},
О.О. Прищепа^{2,3}, В.Я. Зырянов²

¹ Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси,
220072 Минск, Беларусь

² Институт физики им. Л.В. Кириенко ФИЦ КНЦ Сибирского отделения РАН,
660036 Красноярск, Россия

³ Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет,
660041 Красноярск, Россия

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

Поступила в редакцию 01.11.2019 г.

В окончательной редакции 01.11.2019 г.

Принята к публикации 21.11.2019 г.

Исследованы коэффициент направленного пропускания вытянутой капсулированной полимером жидкокристаллической пленки с бездефектной монодоменной структурой капель жидкого кристалла, формируемой при растяжении пленки, допированной сурфактантами, и степень поляризации прямопрошедшего излучения в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах спектра. Приведены результаты для нематических жидких кристаллов 5СВ, Е7 и Е44. Исследованы зависимости коэффициента пропускания и поляризующей способности пленки от угла поля зрения фотоприемника. В приближениях Фолди–Тверского и аномальной дифракции получены соотношения, позволяющие определять параметры пленок, при которых их коэффициент пропускания и поляризующая способность одновременно достигают значений, близких к предельным (0.5 и ± 1.0 соответственно).

Ключевые слова: рассеяние света, поляризация излучения, жидкий кристалл

DOI: 10.21883/OS.2020.03.49062.296-19

Введение

Использование капсулированных полимером жидкокристаллических (КПЖК) пленок для поляризации светового излучения позволяет существенно увеличить предельную мощность падающего светового потока [1]. Они позволяют поляризовать излучение с плотностью мощности падающего потока до 2 kW/cm^2 [2,3] и выше, когда обычные пленочные поляризаторы (поляроиды) [4] с анизотропией поглощения разрушаются вследствие нагрева. КПЖК пленки, состоящие из вытянутых ориентированных капель жидкого кристалла (ЖК) в полимерной матрице [1–3,5–10], обладают анизотропией светорассеяния и 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. Для таких пленок появляется дополнительная возможность управления и модуляции оптического отклика воздействием электрического или магнитного поля. Они особенно перспективны для применения в лазерных и проекционных устройствах.

Недавно реализован новый метод управления оптическим откликом КПЖК пленок в светорассеивающей моде, который основан на локальном эффекте

Фредерикса [11–14]. Суть эффекта заключается в том, что структура поля директора капель нематического ЖК изменяется благодаря неоднородному межфазному поверхностному сцеплению на границе капля-полимер. Неоднородность сцепления создается путем использования поверхностно активных веществ (сурфактантов). Такой способ управления внутренней структурой капель позволяет сформировать в них близкую к однородной (монодоменной) ориентацию локальных оптических осей при механическом растяжении пленки. Это приводит к существенному увеличению эффективности поляризации света [15–17] в сравнении со способами, основанными на однородном межфазном поверхностном сцеплении.

Оптико-механическая модель описания коэффициента когерентного (направленного) пропускания и поляризующей способности КПЖК пленки с вытянутыми каплями жидкого кристалла разработана в [17]. Она основана на приближениях Фолди–Тверского и аномальной дифракции. Модель описывает оптический отклик вытянутой пленки в зависимости от ее толщины, показателя преломления полимера, размеров, параметров анизотропии ЖК капель, их концентрации, внутренней структуры, полидисперсности и ориентации оптических осей. Однако она рассматривает только коэффициент на-

правленного пропускания пленки и степень поляризации прямопрошедшего излучения.

В настоящей работе разработана модель, которая учитывает не только прямопрошедшее, но и рассеянное излучение. Она обобщает результаты, описанные в [17]. Модель позволяет анализировать (i) угловое распределение света, рассеянного в переднюю полушферу, (ii) пропускание и поляризующую способность вытянутых КПЖК пленок с учетом угла поля зрения приемника.

Проведен численный анализ спектральных зависимостей коэффициента когерентного пропускания и поляризующей способности вытянутой непоглощающей КПЖК пленки с монодоменной структурой капель при ионно-сурфактантной модификации межфазного поверхностного сцепления в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах спектра. Исследовано влияние показателя преломления полимерной матрицы на спектральные зависимости пропускания и поляризующей способности КПЖК пленки, содержащей капли нематических жидких кристаллов 5СВ, Е7, Е44, и влияние угла приема рассеянного света на пропускание и поляризующую способность.

Основные соотношения

Коэффициенты когерентного пропускания и поляризующая способность вытянутой пленки

Схематическое изображение структуры КПЖК слоя при растяжении вдоль оси y представлено на рис. 1. Плоскопараллельный КПЖК слой при однонаправленном механическом растяжении вдоль оси y освещается по нормали (вдоль оси x) неполяризованным излучением. Плоскость yz совпадает с передней поверхностью слоя; N_j — оптическая ось (директор) j -й капли; φ — угол ориентации оптической оси капли относительно оси y ; a, b, c — полуоси вытянутых эллипсоидальных капель; l — толщина растянутого слоя; l_y, l_z — его линейные размеры вдоль осей y, z лабораторной системы координат xuz .

Определим коэффициент когерентного (направленного) пропускания T_c^{np} и поляризующую способность (степень поляризации прямопрошедшего света) P_c слоя следующим образом:

$$T_c^{np} = \frac{T_{\parallel}^c + T_{\perp}^c}{2}, \tag{1}$$

$$P_c = \frac{T_{\perp}^c - T_{\parallel}^c}{T_{\parallel}^c + T_{\perp}^c}, \tag{2}$$

где T_{\parallel}^c и T_{\perp}^c — коэффициенты пропускания слоя, определяемые в параллельных поляризаторе и анализаторе при их расположении соответственно вдоль и ортогонально оси растяжения y .

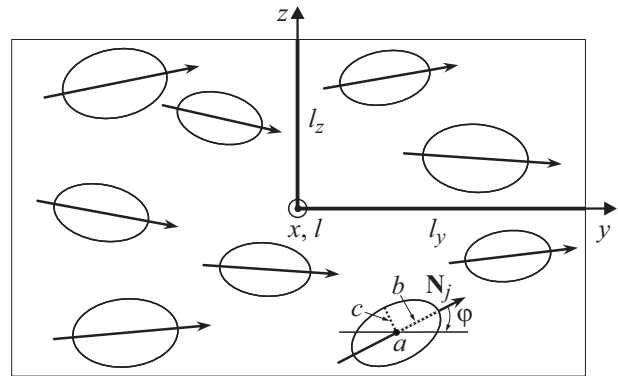


Рис. 1. Схематическое изображение структуры КПЖК слоя при растяжении вдоль оси y . xuz — лабораторная система координат; плоскость yz совпадает с передней поверхностью слоя; φ — угол ориентации оптической оси N_j отдельной капли; l и l_y, l_z — толщина растянутого слоя и его линейные размеры вдоль осей y и z ; a, b, c — полуоси вытянутых капель в форме эллипсоидов. Слой освещается по нормали (вдоль оси x) неполяризованным излучением.

Используя приближение Фолди–Тверского [17,18], запишем:

$$T_{\parallel, \perp}^c = \exp(-\gamma_{2,1}l), \tag{3}$$

$$\gamma_2 = \frac{4\pi}{k^2} N_v \langle \text{Re } S_e^0 \cos^2 \varphi + \text{Re } S_o^0 \sin^2 \varphi \rangle_{a,b,c,N_j}, \tag{4}$$

$$\gamma_1 = \frac{4\pi}{k^2} N_v \langle \text{Re } S_e^0 \sin^2 \varphi + \text{Re } S_o^0 \cos^2 \varphi \rangle_{a,b,c,N_j}, \tag{5}$$

где γ_2 и γ_1 — показатели ослабления слоя для y - и z -поляризаций падающего света; $k = 2\pi n_p/\lambda$, n_p — показатель преломления полимерной матрицы, λ — длина волны падающего света, N_v — число капель ЖК в единице объема, $S_{e,o}^0$ — элементы амплитудной матрицы рассеяния отдельной капли [18–20] при нулевом угле рассеяния для необыкновенной (индекс e) и обыкновенной (индекс o) волн с поляризациями вдоль и поперек оптической оси N_j . При одинаковой внутренней структуре капель угловые скобки в выражениях (4), (5) означают усреднение по размерам капель a, b, c и ориентации их оптических осей N_j .

Предположим, что до растяжения слой состоит из полидисперсных капель в форме сфероидов (или сфер) с полуосями a_0 и c_0 . Полуоси a_0 ориентированы вдоль оси x ; полуоси c_0 ориентированы параллельно плоскости yz . Для сфероидов $a_0 < c_0$ (для сфер $a_0 = c_0$). Считаем, что параметры анизотрии (отношения осей) одинаковы для всех капель в исходном состоянии слоя и изменяются одинаково в процессе растяжения. Тогда, используя приближение аномальной дифракции для элементов амплитудной матрицы рассеяния $S_{e,o}^0$ и теорему о среднем [19,21], запишем выражения для показателей ослабления $\gamma_{2,1}$:

$$\gamma_2 = \frac{3c_v}{4a_{ef}} \left\{ Q_e(a_{ef}) \frac{1 + S_{2f}}{2} + Q_o(a_{ef}) \frac{1 - S_{2f}}{2} \right\}, \tag{6}$$

$$\gamma_1 = \frac{3c_v}{4a_{ef}} \left\{ Q_e(a_{ef}) \frac{1 - S_{2f}}{2} + Q_o(a_{ef}) \frac{1 + S_{2f}}{2} \right\}, \quad (7)$$

$$Q_{e,o}(a_{ef}) = 2 \operatorname{Re} \int_{\sigma=\pi bc} (1 - T_{2,1}(a_{ef}) d\sigma), \quad (8)$$

$$S_{2f} = 2 \langle \cos^2 \varphi \rangle_\varphi - 1, \quad (9)$$

$$a_{ef} = \langle a^3 \rangle / \langle a^2 \rangle. \quad (10)$$

В формуле (9) угловые скобки означают усреднение по углу j ориентации оптических осей N_j (рис. 1), в формуле (10) — по размеру a полуосей капель. c_v — объемный фактор заполнения слоя (отношение объема всех капель к объему слоя, в котором они распределены); a_{ef} — эффективное значение длины полуоси a ; $Q_{e,o}(a_{ef})$ — факторы эффективности ослабления отдельной капли для необыкновенной и обыкновенной волн; $T_{2,1}$ — диагональные элементы матрицы Джонса эквивалентного амплитудно-фазового экрана; S_{2f} — двумерный (2D) параметр порядка КПЖК слоя.

При растяжении пленки ее толщина l , размеры капель a, b, c и параметры анизотрии $\varepsilon_y = b/a$, $\varepsilon_z = c/a$ изменяются следующим образом [22]:

$$l = l_0 p^{-B}, \quad (11)$$

$$a = a_0 p^{-B}, \quad b = c_0 p, \quad c = c_0 p^{-A}, \quad (12)$$

$$\varepsilon_y = b/a = (c_0/a_0)^{1+B}, \quad \varepsilon_z = c/a = (c_0/a_0)^{B-A}, \quad (13)$$

где $p = l_y/l_y^0$ — коэффициент растяжения, равный отношению длин l_y и l_y^0 рассматриваемого участка слоя в деформированном ($p \neq 1$) и исходном ($p = 1$) состояниях, показатели степени A и B зависят от механических свойств полимерной матрицы ($A + B = 1$).

Для вытянутых эллипсоидальных капель с монодоменной внутренней конфигурацией ЖК можно записать аналитические соотношения [23], описывающие факторы эффективности ослабления $Q_{e,o}$ в зависимости от размера (эффективного размера полуоси a) a_{ef} :

$$Q_{e,o}(a_{ef}) = 4 \operatorname{Re} K_{e,o}(a_{ef}), \quad (14)$$

где K — функция Хюлста [19],

$$K_{e,o}(a_{ef}) = \frac{1}{2} + \frac{\exp(-\Delta_{e,o}(a_{ef}))}{i\Delta_{e,o}(a_{ef})} + \frac{\exp(-i\Delta_{e,o}(a_{ef})) - 1}{(i\Delta_{e,o}(a_{ef}))^2}, \quad (15)$$

$$\Delta_{e,o}(a_{ef}) = 2ka_{ef} \left(\frac{n_{\parallel,\perp}}{n_p} - 1 \right). \quad (16)$$

При анализе пропускания и поляризации мы полагали, что в рассмотренном диапазоне длин волн показатель преломления полимера намного слабее зависит от длины волны, чем показатели преломления жидкого кристалла, и считали его постоянным. Учет зависимости показателей преломления ЖК n_{\parallel} (необыкновенного)

Значения коэффициентов $A_{\parallel,\perp}$, $B_{\parallel,\perp}$, $C_{\parallel,\perp}$, для ЖК 5CB, E7, E44 [24]

LC	A_{\parallel}	B_{\parallel}	C_{\parallel}	A_{\perp}	B_{\perp}	C_{\perp}
5CB	1.6708	0.0081	0.0024	1.5139	0.0052	0.0008
E7	1.6933	0.0078	0.0028	1.4990	0.0072	0.0003
E44	1.7282	0.0121	0.0027	1.5006	0.0091	0.0001

и n_{\perp} (обыкновенного) от длины волны λ проведен нами с использованием формулы Коши:

$$n_{\parallel,\perp} = A_{\parallel,\perp} + \frac{B_{\parallel,\perp}}{\lambda^2} + \frac{C_{\parallel,\perp}}{\lambda^4}. \quad (17)$$

Значения коэффициентов $A_{\parallel,\perp}$, $B_{\parallel,\perp}$, $C_{\parallel,\perp}$ для исследованных в данной работе нематических ЖК приведены в таблице.

Интенсивность и степень поляризации некогерентно рассеянного света

Интенсивность I_{np}^{inc} , степень поляризации P_{inc} , параллельная I_{\parallel}^{inc} и ортогональная I_{\perp}^{inc} оси растяжения компоненты интенсивности некогерентно (диффузно) рассеянного излучения при освещении неполяризованным излучением определяются следующим образом:

$$I_{np}^{inc} = \frac{1}{2} (I_{\parallel}^{inc} + I_{\perp}^{inc}), \quad (18)$$

$$P_{inc} = \frac{I_{\perp}^{inc} - I_{\parallel}^{inc}}{I_{\parallel}^{inc} + I_{\perp}^{inc}}, \quad (19)$$

$$I_{\parallel,\perp}^{inc} = (I_{vv}^{inc} + I_{vh}^{inc})|_{\alpha=0,\pi/2}. \quad (20)$$

Здесь I_{vv}^{inc} и I_{vh}^{inc} — vv - и vh -компоненты интенсивности излучения, рассеянного пленкой, освещаемой линейно поляризованной волной (vv — компонента поляризации, параллельная плоскости поляризации падающей волны, vh — компонента поляризации, ортогональная плоскости поляризации падающей волны); α — угол поляризации (угол между плоскостью поляризации падающей волны и осью растяжения y).

Если фактор заполнения c_v слоя мал ($c_v < 0.2$), то можно использовать приближение однократного рассеяния [19]. В рамках этого приближения

$$I_{vv,vh}^{inc}(\theta_s, \varphi_s) = C \frac{3}{4} \frac{l \langle a^2 \rangle}{\varepsilon_y \varepsilon_z \langle a^3 \rangle} \frac{c_v}{k^2 \langle \sigma \rangle} \langle |f_{vv,vh}(\theta_s, \varphi_s)|^2 \rangle_{a, N_j}, \quad (21)$$

где θ_s и φ_s — полярный и азимутальный углы рассеяния; $C = |E_i^2|A/R^2$, E_i — амплитуда падающей волны, A — площадь освещаемого участка слоя; R — расстояние от слоя до точки наблюдения; $\sigma = \pi bc$ — сечение капель в плоскости слоя uz ; $f_{vv}(\theta_s, \varphi_s)$ и $f_{vh}(\theta_s, \varphi_s)$ — vv - и vh -компоненты векторной амплитудной функции

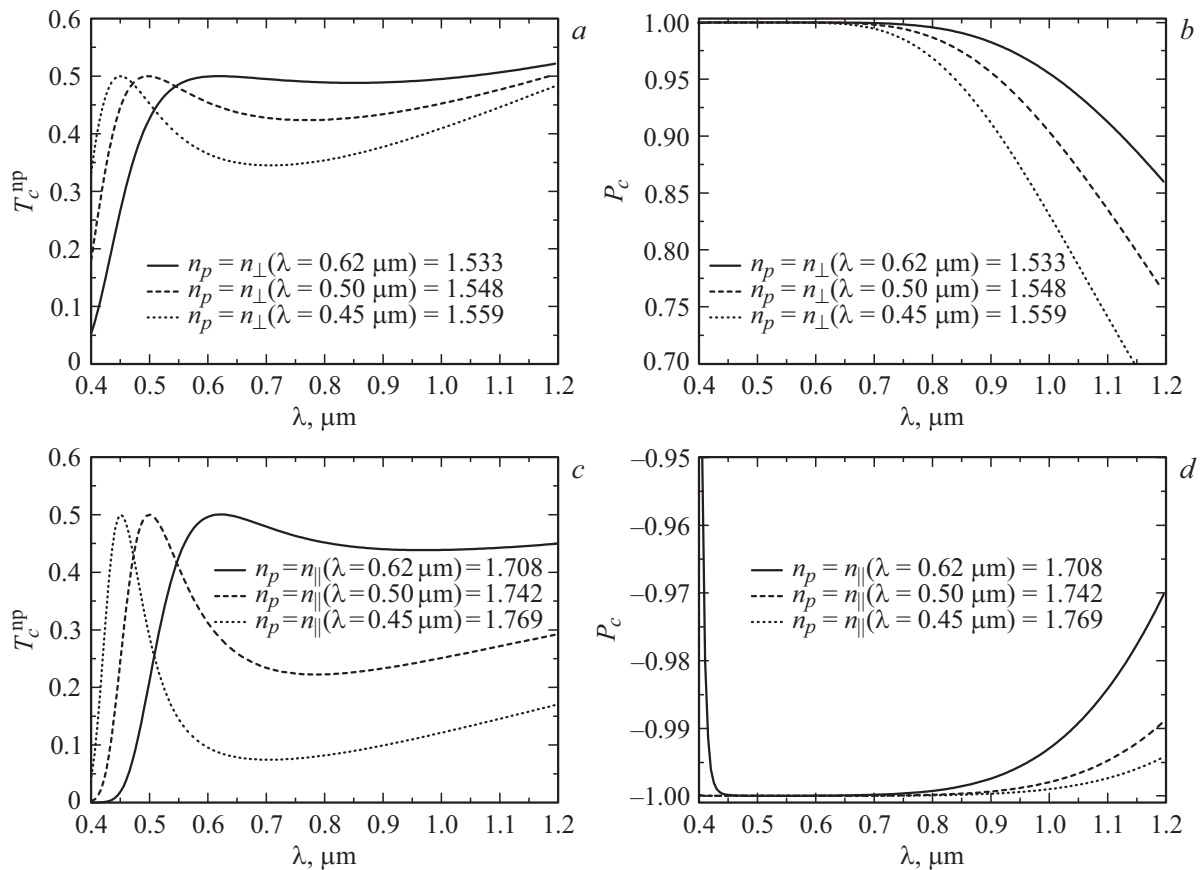


Рис. 2. Спектральные зависимости $T_c^{\text{np}}(\lambda)$ (a, c) и $P_c(\lambda)$ (b, d). Показатель преломления полимера $n_p = n_\perp$ (a, b) и $n_p = n_\parallel$ (c, d) на длинах волн $\lambda = 0.62, 0.5, 0.45 \mu\text{m}$. ЖК 5СВ. $p = 2$. Монодисперсные ориентированные капли ($S_{2f} = 1$) с монодоменной структурой. LC 5СВ, $l = 32 \mu\text{m}$, $c_v = 0.143$, $a = 0.7 \mu\text{m}$, $\varepsilon_y = 2.83$, $\varepsilon_z = 1.0$.

рассеяния отдельной ЖК капли (определяемые в параллельных и скрещенных поляризаторе и анализаторе соответственно); угловые скобки $\langle \dots \rangle_{a, N_j}$ означают усреднение по размеру a и ориентации оптических осей каплей N_j .

Некогерентное пропускание и поляризующая способность в зависимости от апертурного угла приема

Используя угловое распределение интенсивности рассеянного света (21), запишем формулы, описывающие зависимость коэффициента некогерентного пропускания $T_{\text{np}}^{\text{inc}}(\theta_{fov})$ и поляризующей способности $P_{\text{inc}}(\theta_{fov})$ КПЖК пленки от апертурного угла приема θ_{fov} :

$$T_{\text{np}}^{\text{inc}}(\theta_{fov}) = \frac{1}{2} (T_{\parallel}^{\text{inc}}(\theta_{fov}) + T_{\perp}^{\text{inc}}(\theta_{fov})), \quad (22)$$

$$P_{\text{inc}}(\theta_{fov}) = \frac{T_{\perp}^{\text{inc}}(\theta_{fov}) - T_{\parallel}^{\text{inc}}(\theta_{fov})}{T_{\parallel}^{\text{inc}}(\theta_{fov}) + T_{\perp}^{\text{inc}}(\theta_{fov})}, \quad (23)$$

$$T_{\parallel, \perp}^{\text{inc}}(\theta_{fov}) = \frac{1}{C_{\text{np}}} \int_0^{2\pi} d\varphi_s \int_0^{\theta_{fov}/2} (I_{vv}^{\text{inc}}(\theta_s, \varphi_s) + I_{vh}^{\text{inc}}(\theta_s, \varphi_s)) \Big|_{\alpha=0, \pi/2} \sin \theta_s d\theta_s. \quad (24)$$

Здесь $T_{\parallel}^{\text{inc}}(\theta_{fov})$ и $T_{\perp}^{\text{inc}}(\theta_{fov})$ — параллельная и ортогональная компоненты коэффициента некогерентного пропускания слоя (поляризатор и анализатор параллельны и расположены вдоль ($\alpha = 0$) и ортогонально ($\alpha = \pi/2$) оси у лабораторной системы координат соответственно),

$$C_{\text{np}} = C \frac{3}{4} \frac{c_v l \langle a^2 \rangle}{\varepsilon_y \varepsilon_z \langle a^3 \rangle} (\langle Q_{\parallel} \rangle + \langle Q_{\perp} \rangle), \quad (25)$$

$$\langle Q_{\parallel, \perp} \rangle = \left(\langle Q_e \rangle \frac{1 \pm S_{2f}}{2} + \langle Q_o \rangle \frac{1 \mp S_{2f}}{2} \right), \quad (26)$$

$$\langle Q_{\parallel} \rangle + \langle Q_{\perp} \rangle \equiv \langle Q_e \rangle + \langle Q_o \rangle, \quad (27)$$

где $\langle Q_{\parallel} \rangle$ и $\langle Q_{\perp} \rangle$ — средние значения факторов эффективности ослабления ЖК каплей для поляризаций падающего света, параллельной и ортогональной оси растяжения; $\langle Q_e \rangle$ и $\langle Q_o \rangle$ определяются по формуле (14).

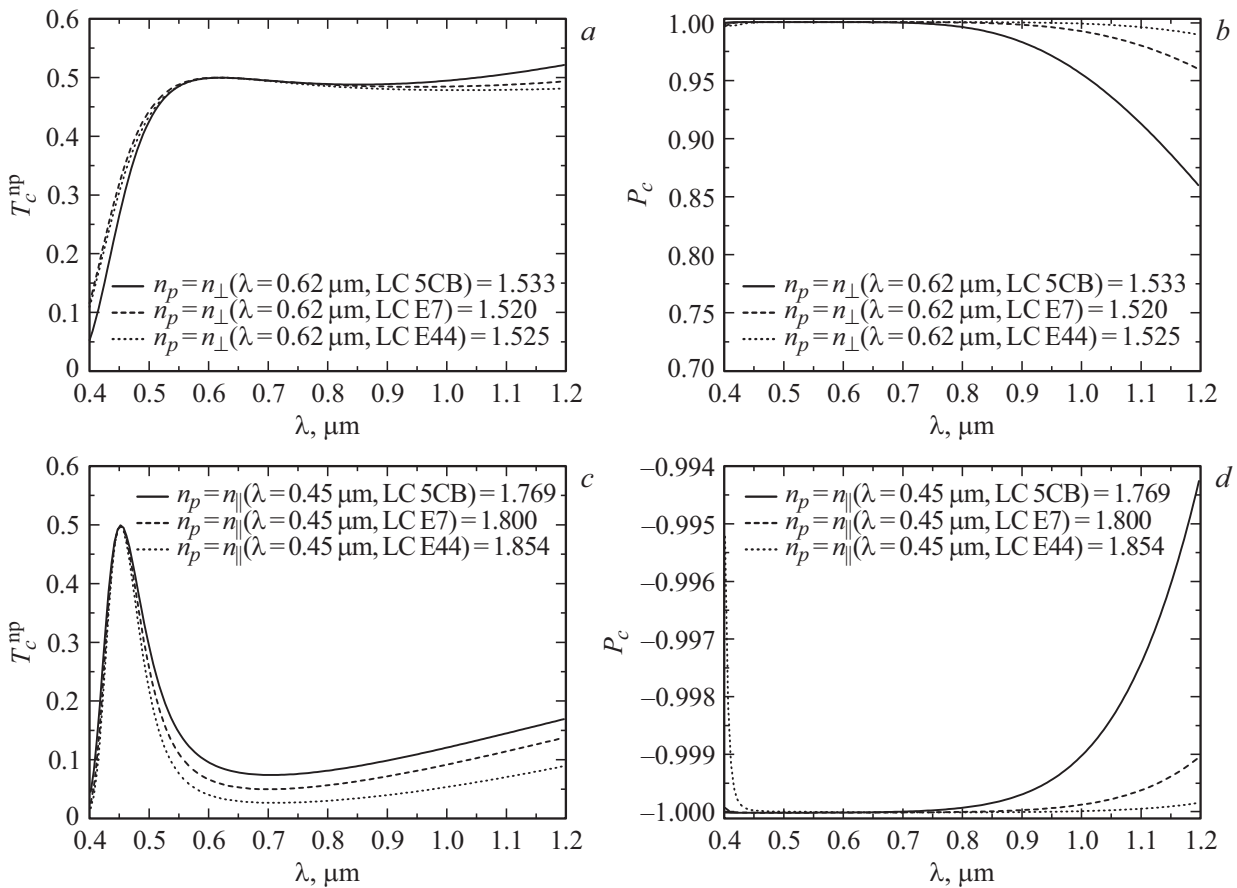


Рис. 3. Спектральные зависимости $T_c^{np}(\lambda)$ (a, c) и $P_c(\lambda)$ (b, d). Показатель преломления полимера $n_p = n_{\perp}$ (a, b) и $n_p = n_{\parallel}$ (c, d) на длинах волн $\lambda = 0.62 \mu\text{m}$ (a, b) и $\lambda = 0.45 \mu\text{m}$ (c, d). ЖК 5CB, E7, E44. $p = 2$. Монодисперсные ориентированные капли ($S_{2f} = 1$) с монодоменной структурой. $l = 32 \mu\text{m}$, $c_v = 0.143$, $a = 0.7 \mu\text{m}$, $\varepsilon_y = 2.83$, $\varepsilon_z = 1.0$.

Для определения коэффициента пропускания $T_{np}(\theta_{fov})$ слоя и степени поляризации P_{fov} света необходимо учесть когерентную T_c^{np} и некогерентную $T_{np}^{inc}(\theta_{fov})$ составляющие. Коэффициент пропускания и степень поляризации определяются следующим образом:

$$T_{np}(\theta_{fov}) = T_{np}^c + T_{np}^{inc}(\theta_{fov}) = T_{\parallel}(\theta_{fov}) + T_{\perp}(\theta_{fov}), \quad (28)$$

$$P_{fov}(\theta_{fov}) = \frac{T_{\perp}(\theta_{fov}) - T_{\parallel}(\theta_{fov})}{T_{\parallel}(\theta_{fov}) + T_{\perp}(\theta_{fov})}, \quad (29)$$

$$T_{\parallel, \perp}(\theta_{fov}) = \frac{1}{2} (T_{\parallel, \perp}^c + T_{\parallel, \perp}^{inc}(\theta_{fov})). \quad (30)$$

Результаты расчетов

В данном разделе приведены результаты анализа спектральных зависимостей коэффициента пропускания T_c^{np} и поляризующей способности P КПЖК пленки при кратности растяжения $p = 2.0$, соответствующей образованию монодоменных структур капель при ионно-сурфактантной модификации межфазного поверхностного сцепления [17].

Анализ записанных выше соотношений показывает, что основными параметрами, определяющими предельные поляризационные характеристики КПЖК пленки (пропускание $T_c^{np} = 0.5$ и степень поляризации $P_c = \pm 1$), являются: (i) показатель преломления полимерной матрицы n_p , который в образце должен быть равен обыкновенному показателю преломления жидкого кристалла n_{\perp} (или необыкновенному n_{\parallel}); (ii) поперечный (направлению растяжения пленки) размер ЖК капель a , который вместе с условием $n_p = n_{\perp}$ (или $n_p = n_{\parallel}$) определяет возможность одновременного достижения предельных значений для T_c^{np} и P_c .

Рис. 2 иллюстрирует зависимости $T_c^{np}(\lambda)$ и $P_c(\lambda)$ для ЖК 5CB при $a = 0.7 \mu\text{m}$, когда $n_p = n_{\perp}(\lambda)$ или $n_p = n_{\parallel}(\lambda)$ на длинах волн $\lambda = 0.62, 0.5, 0.45 \mu\text{m}$. Видно, что изменение показателя преломления полимера n_p от $n_p = n_{\perp}$ до $n_p = n_{\parallel}$ позволяет достигать высокого пропускания и эффективной поляризации света в широкой спектральной области. Выбранное значение поперечной полуоси капель ($a = 0.7 \mu\text{m}$) является оптимальным для достижения значений T_c^{np} и P_c , близких к предельным ($T_c^{np} \approx 0.5$, $P_c \approx \pm 1.0$) для пленки, параметры которой даны в [17].

На рис. 3 представлены зависимости $T_c^{np}(\lambda)$ и $P_c(\lambda)$ для КПЖК пленки на основе разных ЖК: 5СВ, Е7, Е44. Видно, что увеличение оптической анизотропии ЖК, которая больше для ЖК Е44 в сравнении с Е7 и 5СВ, позволяет увеличить диапазон длин волн с предельной поляризующей способностью пленки для направленного света $P_c \approx \pm 1.0$ (рис. 3, *b, d*).

Отметим, что положительные значения P_c означают, что прямопрошедший свет линейно поляризован ортогонально направлению растяжения пленки; отрицательные значения P_c означают, что свет поляризован параллельно направлению растяжения. Знак поляризации определяется тем, какая из компонент, ортогональная или параллельная оси растяжения, проходит пленку без рассеяния.

На рис. 4 и 5 представлены результаты расчета угловых распределений нормированной интенсивности рассеянного света

$$I_{np}^{\text{norm}}(\theta_s, \varphi_s) = I_{np}^{\text{inc}}(\theta_s, \varphi_s) / I_{np}^{\text{inc}}(\theta_s = 0, \varphi_s = 0) \quad (31)$$

и поляризующей способности $P_{\text{inc}}(\theta_s, \varphi_s)$ пленки при коэффициенте растяжения $p = 2$.

Они получены для пленок с монодисперсными ориентированными каплями, у которых полуось $a = 0.7 \mu\text{m}$. Показатель преломления полимера $n_p = n_{\perp}(\lambda = 0.62 \mu\text{m}) = 1.533$. Необыкновенный показатель преломления ЖК $n_{\parallel}(\lambda = 0.62 \mu\text{m}) = 1.708$. Параметры анизотропии $\varepsilon_y = 2.83$ и $\varepsilon_z = 1$ ($b = 1.981 \mu\text{m}$, $c = 0.7 \mu\text{m}$).

Из рис. 4, 5 видно, что $I_{np}^{\text{norm}}(\theta_s, \varphi_s)$ и $P_{\text{inc}}(\theta_s, \varphi_s)$ являются периодическими функциями азимутального угла рассеяния φ_s . Поляризующая способность пленки $P_{\text{inc}}(\theta_s, \varphi_s)$ не зависит от полярного угла рассеяния θ_s . Такой характер зависимости $P_{\text{inc}}(\theta_s) = \text{const}$ определяется условием $n_p = n_{\perp}$ и выбранным размером капель a . Свет, поляризованный ортогонально оси растяжения, не рассеивается, а поляризованный вдоль оси растяжения испытывает слабое рассеяние. При значениях $\varphi_s = n\pi/4$ ($n = 0, 1, 2, \dots, 8$) поляризующая способность достигает предельных значений $P_{\text{inc}} = \pm 1$ для любых значений полярного угла рассеяния θ_s из рассмотренного диапазона: $-8 < \theta_s < 8^\circ$. $P_{\text{inc}}(\theta_s) = +1$ при $\varphi_s = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ, 360^\circ$. $P_{\text{inc}}(\theta_s) = -1$ при $\varphi_s = 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$.

Предельные значения $P_{\text{inc}}(\theta_s) = \pm 1$ могут быть реализованы в достаточно широком интервале длин волн, включающем видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра.

На рис. 6 представлены зависимости пропускания $T_{\parallel, \perp}^{\text{inc}}$, $T_{\parallel, \perp}$, T_{np}^{inc} , T_{np} и поляризации P_{fov}^{inc} , P_{fov} как функции угла поля зрения θ_{fov} .

Результаты получены для растянутой пленки, содержащей монодисперсные ориентированные ЖК капли с монодоменной внутренней структурой. Параметры пленки указаны в легендах. Они определяют условия, при которых прямопрошедший свет полностью поляризован

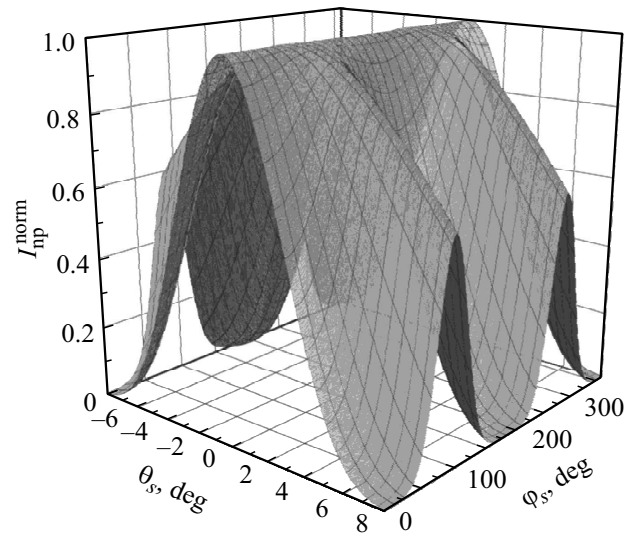


Рис. 4. Нормированная интенсивность рассеянного света $I_{np}^{\text{norm}}(\theta_s, \varphi_s)$. Монодисперсные ориентированные капли ($S_{2f} = 1$) с монодоменной структурой. Коэффициент растяжения $p = 2$. ЖК 5СВ. $a = 0.7 \mu\text{m}$, $\varepsilon_y = 2.83$, $\varepsilon_z = 1.0$. $A = B = 0.5$.

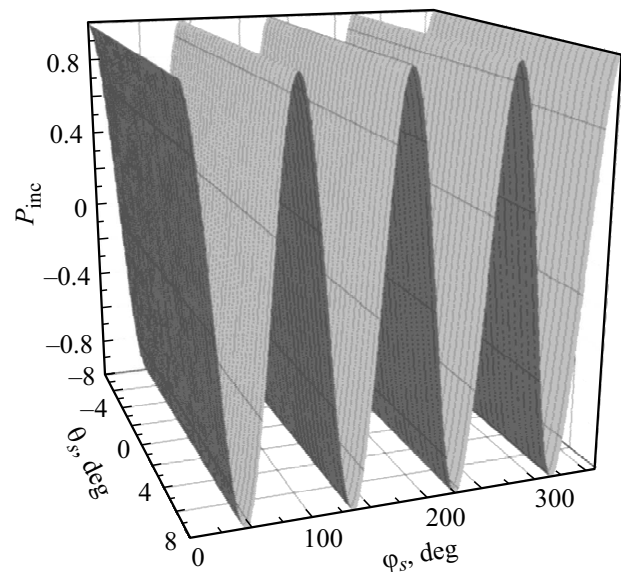


Рис. 5. Поляризующая способность $P_{\text{inc}}(\theta_s, \varphi_s)$ КПЖК пленки. Монодисперсные ориентированные капли ($S_{2f} = 1$) с монодоменной структурой. Коэффициент растяжения $p = 2$. ЖК 5СВ. $a = 0.7 \mu\text{m}$, $\varepsilon_y = 2.83$, $\varepsilon_z = 1.0$. $A = B = 0.5$.

($P_{fov} = 1$ при $\theta_{fov} = 0$), а коэффициент когерентного пропускания пленки $T_c^{np} = 0.5$.

Из представленных данных видно, что при угле приема $\theta_{fov} = 60^\circ$ регистрируется практически весь диффузно рассеянный свет: полный коэффициент пропускания $T_{np}(\theta_{fov} = 60^\circ) \approx 1$. Коэффициент некогерентного пропускания для неполяризованного падающего света $T_{np}^{\text{inc}} \approx 0.5$ (рис. 6, *c*). Прямопрошедший свет является частично поляризованным со степенью поляризации

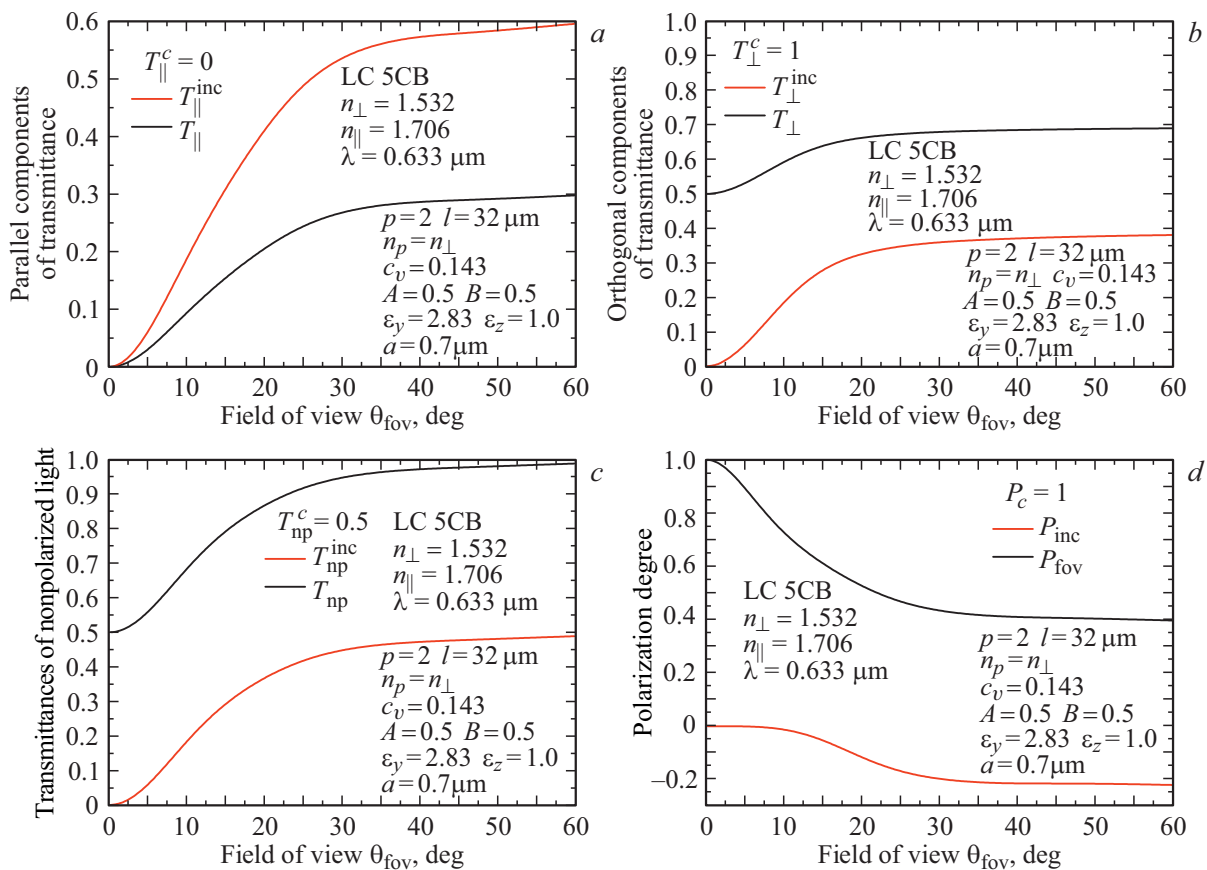


Рис. 6. Зависимости коэффициентов пропускания для параллельной (а) и ортогональной (b) компонент рассеянного света, коэффициентов пропускания для неполяризованного падающего света (с) и степени поляризации света (d) от угла поля зрения θ_{fov} . Монодисперсные капли ЖК (LC) с монодоменной структурой. Коэффициент растяжения пленки $p = 2$, $n_p = n_{\perp} = 1.532$. $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$.

$P_{fov} \approx 0.4$ (рис. 6, d). Степень поляризации диффузно рассеянного света имеет отрицательное значение, приблизительно равное -0.22 , что соответствует более сильному рассеянию параллельной компоненты интенсивности диффузно рассеянного света по сравнению с ортогональной.

Заключение

Метод, изложенный в работе, позволяет рассчитывать оптимальные параметры поляризаторов для конкретных практических условий их применения, когда необходимо учитывать не только когерентную часть прошедшего излучения, но и рассеянную некогерентную.

Приведены результаты численного анализа спектральных зависимостей коэффициента когерентного пропускания и поляризующей способности вытянутой непоглощающей КПЖК пленки с монодоменной структурой капель, формирующейся при ионно-сурфактантной модификации [15,25] межфазного поверхностного сцепления для пленок на основе нематиков 5CB, E7, E44. Результаты могут быть применены при создании поляризаторов, работающих в светорассеивающей непоглощающей

моде. Они обладают высокими светостойкостью, механической прочностью, пропусканием и поляризующей способностью.

Использование КПЖК пленок, основанных на рассеянии излучения, позволяет существенно увеличить мощность поляризуемого падающего светового потока по сравнению с обычными дихроичными пленочными поляризаторами, основанными на поглощении падающего излучения. Кроме того, оптический отклик КПЖК пленок можно изменять воздействием электрического поля и тем самым обеспечивать электроуправляемую модуляцию степени поляризации и пропускания света.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках соглашения о межкаcadемическом сотрудничестве между НАН Беларуси и СО РАН. Она поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований (проект № Ф18РА-003). М.Н. Крахалев благодарит Российский фонд фундаментальных исследований, Правительство Красноярского края и Красноярский краевой фонд науки (грант № 18-42-243006).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Zyryanov V.Ya., Smorgon S.L., Shabanov V.F. // Mol. Engin. 1992. N 1. P. 305.
- [2] Зырянов В.Я., Шабанов В.Ф., Сморгон С.Л. // ПТЭ. 1992. № 1. С. 235.
- [3] Сморгон С.Л., Пресняков В.В., Зырянов В.Я., Шабанов В.Ф. // ПТЭ. 1997. № 1. С. 164.
- [4] Агабеков В.Е., Потанов А.Л., Шахаб С.Н., Иванова Н.А. // Полимерные материалы и технологии. 2015. Т. 1. № 2. С. 6.
- [5] Зырянов В.Я., Сморгон С.Л., Шабанов В.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 57. В. 1. С. 17.
- [6] De Filpo G., Mashin A.I., Beneduci A., Chidichimo G. // Liquid Crystals. 2017. V. 44(9). P. 1477.
- [7] Arphonin O.A., Panina Yu.V., Pravdin A.V., Yakovlev D.A. // Liquid Crystals. 1993. V. 15(3). P. 395.
- [8] Bloisi F., Ruocchio C., Terrecuso P., Vicari L. // Liquid Crystals. 1996. V. 20(3). P. 377.
- [9] Amimori I., Priezjev N.V., Pelcovits R.A., Crawford G.P. // J. Appl. Phys. 2003. V. 93(6). P. 3248.
- [10] Klosowicz S.J., Aleksander M. // Opto-Electronics Rev. 2004. V. 2(3). P. 305.
- [11] Зырянов В.Я., Крахалев М.Н., Прищеп О.О., Шабанов А.В. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. В. 6. С. 440.
- [12] Zyryanov V.Ya., Krakhalev M.N., Prishchepa O.O. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2008. V. 489. P. 273.
- [13] Зырянов В.Я., Крахалев М.Н., Прищеп О.О., Шабанов А.В. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88. В. 9. С. 688.
- [14] Krakhalev M.N., Prishchepa O.O., Zyryanov V.Ya. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2009. V. 512. P. 152.
- [15] Эгамов М.Х., Герасимов В.П., Крахалев М.Н., Прищеп О.О., Лойко В.А., Зырянов В.Я. // Опт. журн. 2014. Т. 81. № 7. С. 67.
- [16] Прищеп О.О., Эгамов М.Х., Герасимов В.П., Крахалев М.Н., Лойко В.А. // Известия вузов. Физика. 2013. Т. 56. № 2/2. С. 258.
- [17] Loiko V.A., Konkolovich A.V., Zyryanov V.Ya., Miskovich A.A. // Opt. Spectrosc. 2017. V. 122(6). P. 984.
- [18] Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2. М.: Мир, 1986. 317 с.
- [19] Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд. ин. лит., 1961. 536 с.
- [20] Борен Д., Хафмен К. Поглощение и рассеяния света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
- [21] Лойко В.А., Зырянов В.Я., Конколович А.В., Мискевич А.А. // Опт. и спектр. 2016. Т. 120. № 1. С. 158.
- [22] Arphonin O.A., Panina Yu.V., Pravdin A.V., Yakovlev D.A. // Liquid Crystals. 1993. V. 15. N 3. P. 395.
- [23] Loiko V.A., Konkolovich A.V. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1998. V. 320. P. 337.
- [24] Li J., Wen C.-H., Gauza S., et al. // IEEE. 2005. V. 1. N 1. P. 51.
- [25] Прищеп О.О., Бурина А.В., Крахалев М.Н., Лойко В.А., Зырянов В.Я. // Известия РАН. Серия физическая. 2017. Т. 81. № 5. С. 656-659.