Известия НАН Армении, Физика, т.40, №5, с.355-364 (2005)

УДК 548.0

ГИРОТРОПНЫЕ СВОЙСТВА ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ СВЕТА

Г.А. ВАРДАНЯН¹, А.А. ГЕВОРГЯН², А.Н. КОЧАРЯН³

¹Интерконтинентальный государственный университет (США)

²Ереванский государственный университет

³Калифорнийский государственный университет (США)

(Поступила в редакцию 16 ноября 2004 г.)

Рассмотрено наклонное распространение света через планарный слой холестерического жидкого кристалла (ХЖК). Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна. Приведены результаты изучения зависимостей поляризационных характеристик (поворота плоскости поляризации и эллиптичности поляризации) от длины волны, угла падения и толщины слоя и влияния поглощения на эти зависимости. Выявлен уникальный эффект, а именно, изменение знака вращения при изменении толщины слоя. Показано, что данный эффект является проявлением эффекта пенделезунга.

1. Введение

Холестерическая жидкокристаллическая фаза имеет локально двупреломляющую структуру, которая равномерно вращается вокруг определенного направления (называемого направлением оптической оси среды). Образующаяся в результате геликоидальная структура фазы вызывает многие интересные оптические свойства, а именно, селективное по отношению к циркулярным поляризациям брэгговское отражение, аномальное пропускание и т.д. [1-3]. Ячейки ХЖК находят широкое применение в высокоэффективных жидкокристаллических дисплеях, в качестве поляризационных фильтров и зеркал, в поляризационных системах освещения изображения, как источники круговой поляризации, модуляторы и т.д. [1-15]. В этих и других случаях приходится иметь дело как со случаем нормального падения света на ХЖК ячейку, так и со случаем наклонного падения. Точное решение задачи о распространения света в таких системах удалось получить только для случая нормального падения света [1-3]. Для общего случая наклонного падения света существуют эффективные численные процедуры построения решения [1,13,16-21]. Однако, в последнем случае обычно ограничиваются рассмотрением амплитудных характеристик системы, тогда как поляризационные особенности остаются практически незатронутыми. Ряд особенностей поляризационных характеристик рассмотрены в работах [13,20]. С другой стороны, вследствие дифракционной природы взаимодействия света с ХЖК вращение плоскости поляризации и эллиптичность поляризации в них обладают уникальными свойствами. В частности, при нормальном падении вращение сильно зависит от частоты, и направление вращения оказывается различным по разные стороны от брэгговской частоты. В настоящей работе приведены результаты изучения зависимостей поляризационных характеристик от длины волны и угла падения и влияния поглощения на эти зависимости.

2. Теория

Рассмотрим отражение и пропускание света через планарный слой ХЖК. Разложим компоненты амплитуд электрических полей падающей, отраженной и прошедшей волн на проекции, параллельные (*p*-поляризация) и перпендикулярные (*s*-поляризация) плоскости падения:

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^{p} \mathbf{n}_{p} + E_{i,r,t}^{s} \mathbf{n}_{s} = \begin{pmatrix} E_{i,r,t}^{p} \\ E_{i,r,t}^{s} \end{pmatrix},$$
(1)

где индексы *i*,*r*,*t* обозначают падающую, отраженную и прошедшую волны, соответственно, а \mathbf{n}_p и \mathbf{n}_s – орты *p*- и *s*-поляризации.

Решение задачи представим в виде

$$\mathbf{E}_{r} = \hat{R}\mathbf{E}_{i}, \ \mathbf{E}_{i} = \hat{T}\mathbf{E}_{i} \tag{2}$$

где \hat{R} и \hat{T} – 2х2 матрицы Джонса данной системы.

Численные расчеты будем проводить по следующей схеме. Сначала вычислим матрицы отражения и пропускания для одного шага. Для этого слой ХЖК с толщиной $d = \sigma$ (σ – шаг спирали) разобьем на большое число тонких слоев с толщиной d_1 , d_2 , d_3 ,,...., d_N . Если их максимальная толщина достаточно мала, то можно считать, что каждый слой представляет собой пластинку с линейным двулучепреломлением, а сам слой с $d = \sigma$ – стопкой параллельных, весьма тонких двулучепреломляющих слоев, причем главные оси каждого последующего слоя повернуты относительно осей предыдущего на малый угол $2\pi/N$. Тогда согласно, в частности, [12] задача определения \hat{R} и \hat{T} слоя с $d = \sigma$ сводится к решению следующей системы разностных матричных уравнений:

$$\hat{R}_{j} = \hat{r}_{j} + \tilde{t}_{j} \hat{R}_{j-1} (\hat{I} - \tilde{r}_{j} \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_{j},$$

$$\hat{T}_{j} = \hat{T}_{j-1} (\hat{I} - \tilde{r}_{j} \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_{j},$$
(3)

с $\hat{R}_0 = \hat{0}$, $\hat{T}_0 = \hat{I}$. Здесь \hat{R}_j , \hat{T}_j , \hat{R}_{j-1} , \hat{T}_{j-1} – матрицы Джонса для сред с *j* и *j*-1 двулучепреломляющими слоями, соответственно, \hat{r}_j , \hat{t}_j – матрицы Джонса *j*-ого двулучепреломляющого слоя, $\hat{0}$ – нулевая матрица, \hat{I} – единичная матрица, тильдой обозначены соответствующие матрицы Джонса в случае об-

356

ратного направления распространения света. Например, в случае, когда слой среды с обеих сторон граничит с одной и той же средой, матрицы Джонса при падении света "справа" и "слева" связаны между собой соотношениями

$$\hat{T} = \hat{F}^{-1}\hat{T}\hat{F}, \quad \hat{R} = \hat{F}^{-1}\hat{R}\hat{F},$$
(4)

где $\hat{F} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ при круговых базисных поляризациях и $\hat{F} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ при линейных базисных поляризациях.

Таким образом, задача сводится к вычислению матриц Джонса двулучепреломляющего слоя. Аналитическое решение этой задачи хорошо известно. В Приложении представлены выражения для матриц отражения и про-

пускания для однородного двулучепреломляющего слоя.

Для вычисления матриц отражения и пропускания всей системы мы снова используем систему разностных матричных уравнений (3), однако в этом случае уже \hat{r}_j , \hat{t}_j – матрицы Джонса для слоя ХЖК с толщиной $d = \sigma$. При помощи (1)-(3) можно вычислить отражение $R = |E_r|^2/|E_i|^2$ и пропускание $T = |E_t|^2/|E_i|^2$, поворот плоскости поляризации $\psi = \arctan[2\text{Re}(\chi)/(1-|\chi|^2)]/2$ и эллиптичность поляризации $e = \arcsin[2 \operatorname{Im}(\chi)/(1+|\chi|^2)]/2(\chi = E_t^p / E_t^s)$, круговой и линейный дихроизмы и т.д.

3. Результаты. Обсуждение

I. Зависимость от длины волны. Известно, что вращение плоскости поляризации в среде происходит из-за различия фазовых скоростей волн с правой и левой круговыми поляризациями. В планарном слое ХЖК при определенных длинах волн эта разность фазовых скоростей может быть очень большой, так как волна с одной круговой поляризацией испытывает сильное дифракционное отражение, а волна с обратной круговой поляризацией слабо взаимодействует со слоем. Из-за этого в ХЖК в области селективного (дифракционного) отражения (ОСО) врашение оказывается намного больше "собственного вращения», обусловленного просто оптической активностью молекул ХЖК. Известно также, что поворот плоскости поляризации в ХЖК сильно зависит от частоты и направления вращения различны по разные стороны от брэгговской длины волны волны $\lambda_B = \sigma \sqrt{\varepsilon_m}$ (при нормальном падении). Для самой λ_B поворот плоскости поляризации обращается в нуль. Такая зависимость вращения от длины волны обусловлена тем, что из двух собственных волн, имеющих круговую поляризацию и дифрагирующих на структуре ХЖК, одна обладает меньшей фазовой скоростью ("медленная" дифрагирующая волна), чем круговая волна, не дифрагирующая на ХЖК (амплитуда другой недифрагирующей волны практически равна нулю), а другая – большей ("быстрая" дифрагирующая волна). В зависимости от знака расстройки длины падающей волны относительно λ_B в кристалле в основном возбуждается либо "медленная", либо "быстрая" дифрагирующая волна, что

и приводит к наблюдаемой зависимости величины и знака вращения от длины волны [1].

При наклонном падении света на планарный слой ХЖК появляются новые особенности. На рис.1 представлена зависимость эллиптичности поляризации (кр.1) и поворота плоскости поляризации (кр.2) от длины волны при различных углах падения падающей волны. Если при нормальном падении слой ХЖК вращает практически одинаково и вправо, и влево, т.е. кривая $\psi(\lambda)$ симметрична относительно λ_B , то при наклонном падении теряется эта симметрия, что свидетельствует о том, что в этом случае "медленная" и "быстрая" дифрагирующие волны в среде возбуждаются с различными интенсивностями. Появляются сильные изменения в спектрах $\psi(\lambda)$ вблизи границ ОСО.



Рис.1. Зависимость эллиптичности поляризации e (кр.1) и поворота плоскости поляризации ψ (кр.2) от длины волны при различных углах падения света φ . Параметры системы таковы: $\varepsilon_1 = 2.29$, $\varepsilon_2 = 2.143$, $\sigma = 0.42$ мкм, $d = 50\sigma$.

Если при нормальном падении ход зависимости $e(\lambda)$ практически аналогичен зависимости $R(\lambda)$ (в нашем случае они отличаются знаком), то при наклонном падении в спектрах $e(\lambda)$ появляются резкие изменения, причем как внутри ОСО, так и на ее границах. При больших углах падения в области дифракционного отражения эллиптичность претерпевает резкое измемение (puc.1b,c). В сравнительно малой области длины волны в ОСО положительный пик заменяется отрицательным пиком. При определенных углах падения +1 к

358

значению –1. Это свойство слоя ХЖК дает возможность, например, получить на практике два близких друг к другу ($\Delta \lambda = \lambda_1 - \lambda_2 = 10$ Å) пучка круговой поляризации с взаимно противоположными направлениями обхода.

Наличие анизотропного поглощения также сильно влияет на эти зависимости. Это обусловлено тем, что "медленная" и "быстрая" дифрагирующие волны испытывают существенно различное поглощение: на одних длинах волн имеет место аномально сильное поглощение, на других – аномально слабое поглощение.

II. Зависимость от угла падения. На рис.2 представлена зависимость эллиптичности поляризации (кр.1) и поворота плоскости поляризации (кр.2) от угла падения в случае падения на слой света с длиной волны как значительно превышающей λ_B (а), так и значительно уступающей ей (b). Резонансные изменения вращения и эллиптичности вблизи угла $\varphi = 50^{\circ}$ на длине волны $\lambda = 0.4$ мкм $<\lambda_B$ (рис.2а) обусловлены тем обстоятелством, что на этой длине волны ОСО формируется именно в окрестности $\varphi = 50^{\circ}$.



Рис.2. Зависимость эллиптичности поляризации e (кр.1) и поворота плоскости поляризации ψ (кр.2) от угла падения света φ при различных длинах волн падающего света. Параметры те же, что и на рис.1.

На рис.3 представлена зависимость эллиптичности поляризации (кр.1) и поворота плоскости поляризации (кр.2) от угла падения в случае падения на слой света с длиной волны λ_B при отсутствии поглощения (a), при наличии изотропного поглощения (b) и при наличии анизотропного поглощения (c,d). При наличии изотропного поглощения качественных изменений не происходит, наблюдаются определенные количественные изменения, обусловленные эффективным уменьшением параметра $d\delta/\sigma$, характеризующего эффективность дифракции. Наличие анизотропного поглощения сильно влияет на зависимости $\psi(\varphi)$ и $e(\varphi)$. Эти изменения обусловлены тем, что теперь уже "медленная" и "быстрая" дифрагирующие волны испытывают существенно различное поглощение. Это приводит, в частности, к тому, что одна из волн оказывается подавленной и, как следствие, происходит вращение преимущественно в одну сторону, а при определенных значениях анизотропии поглощения вообще отсутствует вращение в обратную сторону. Так, если на длине волны λ_B при отсутствии поглощения вращение отсутствует, то при анизотропном поглощении оно отличается от нуля, причем и при (Im ε_1 – Im ε_2)<0, и при (Im ε_1 – Im ε_2)>0 вращение происходит в одном и том же направлении. Отметим существование резонансных изменений $\psi(\varphi)$ и $e(\varphi)$ при (Im ε_1 – Im ε_2)<0 в окрестности угла падения $\varphi = 80^{\circ}$.



Рис.3. Зависимость эллиптичности поляризации e (кр.1) и поворота плоскости поляризации ψ (кр.2) от угла падения света φ на длине волны λ_B при наличии поглощения. Параметры те же, что и на рис.1.

III. Зависимость от толщины слоя. На рис.4 представлена зависимость эллиптичности поляризации (кр.1) и поворота плоскости поляризации (кр.2) от толщины слоя (точнее, от числа витков спирали d/σ) при различных длинах волн падающего света (угол падения $\varphi = 60^{\circ}$). Как видно из представленных графиков, на определенных длинах волн падающего света наблюдается уникальный эффект, а именно, эффект изменения знака вращения при изменении толщины слоя. Уникальность заключается в том, что изменение знака вращения не обусловлено чередованием сред с различными знаками спиралей или чередованием левовращающей и правовращающей сред, а обусловлено особенностями дифракции света в ХЖК при наклонном падении. Имеет место также изменение знака эллиптичности при изменении толщины слоя.



Рис.4. Зависимость эллиптичности поляризации e (кр.1) и поворота плоскости поляризации ψ (кр.2) от числа витков спирали d/σ при различных длинах волн падающего света (угол падения света $\varphi = 60^{\circ}$). Параметры те же, что и на рис.1.

Как показывает детальный анализ, выявленый эффект изменения знака вращения при изменении толщины слоя (при отсутствии поглощения) является проявлением хорошо известного (в том числе в теории дифракции рентгеновских лучей) эффекта пенделезунга, заключающегося, в частности, в том, что интенсивность возбуждения "медленной" или "быстрой" дифрагирующих волн зависит от толщины слоя. Отметим, что, как показывает анализ, при нормальном падении света аналогичные проявления эффекта пенделезунга отсутствуют. При наличии изотропного поглощения наблюдается насыщение вращения и эллиптичности: после резких изменений эти параметры делают затухающие осцилляции вокруг определенных постоянных значений этих величин. Отметим также, что выявленные эффекты не являются аналогами эффекта, исследованного в [22,23]. Выявленный в работах [22,23] эффект изменения знака вращения при изменении толщины слоя обусловлен особенностями поглощения излучения в периодических средах со спиральной структурой. При анизотропном поглощении при определенных длинах волны падающего света наблюдается аналог эффекта работ [22,23] и при наклонном падении.

Приложение

Рассмотрим распространение света через слой одноосного кристалла с оптической осью, параллельной граничным поверхностям и составляющей угол ϕ с осью x лабораторной системы. Плоскость падения совпадает с плоскостью (x,z), ось z направлена по нормали к поверхности кристалла, ось y перпендикулярна плоскости падения света, а угол падения равен φ . Тензор диэлектрической проницаемости такого слоя имеет вид

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon_m \begin{pmatrix} 1 + \delta \cos 2\phi & \delta \sin 2\phi & 0\\ \delta \sin 2\phi & 1 - \delta \cos 2\phi & 0\\ 0 & 0 & 1 - \delta \end{pmatrix}, \tag{\Pi1}$$

где $\varepsilon_m = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 / 2$, $\delta = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) / \varepsilon_1 + \varepsilon_2$, ε_1 и ε_2 – значения диэлектрической проницаемости кристалла вдоль оптической оси и в перпендикулярном направлении, соответственно. Будем рассматривать немагнитный кристалл, поэтому будем считать $\mu \equiv 1$. Решая волновое уравнение для такого кристалла, получаем следующее дисперсионное уравнение относительно k_z :

$$k_{z}^{4} - 2k_{z}^{2} \left[\frac{\omega^{2}}{c^{2}} \varepsilon_{m} - k_{x}^{2} \frac{1 - \delta \sin^{2} \phi}{1 - \delta} \right] + k_{x}^{4} \frac{1 + \delta \cos 2\phi}{1 - \delta} - \frac{2\omega^{2}}{c^{2}} \varepsilon_{m} \left(1 + \delta \cos^{2} \phi \right) k_{x}^{2} + \frac{\omega^{4}}{c^{4}} \varepsilon_{m}^{2} \left(1 - \delta^{2} \right) = 0, \tag{\Pi2}$$

где $k_x = (\omega/c)n_0 \sin \varphi$, $n_0 - коэффициент преломления среды, граничащей с обеих сторон с рассматриваемым слоем. Решения этого уравнения имеют следующий вид:$

$$k_{z1,2} = \pm \frac{\omega}{c} n_{1,2} = \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_m \left(1 - \delta - \eta^2 \sin^2 \varphi\right)},$$

$$k_{z3,4} = \pm \frac{\omega}{c} n_{3,4} = \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_m \left(1 + \delta - \eta^2 \frac{1 + \delta \cos 2\phi}{1 - \delta} \sin^2 \varphi\right)},$$
(II3)

где $\eta = n_0 / \sqrt{\varepsilon_m}$.

Решая граничную задачу для такого слоя, для элементов матриц Джонса \hat{r}, \hat{t} получаем (см. также [24]):

$$\begin{split} r_{11} &= [(h_{11} - h_{21})(h_{32} + h_{42}) - (h_{12} - h_{22})(h_{31} + h_{41})]/\Delta, \ r_{12} &= 2\cos\varphi(h_{31}h_{42} - h_{32}h_{41})/\Delta, \\ r_{21} &= -2(h_{11}h_{22} - h_{12}h_{21})/(\Delta\cos\varphi), \ r_{22} &= [(h_{31} - h_{41})(h_{12} + h_{22}) - (h_{32} - h_{42})(h_{11} + h_{21})]/\Delta, \\ r_{11} &= 2\cos\varphi(h_{32} - h_{42})/\Delta, \\ r_{12} &= -2\cos\varphi(h_{31} + h_{41})/\Delta, \\ r_{21} &= -2(h_{12} + h_{22})/\Delta, \\ r_{22} &= 2(h_{11} + h_{21})/\Delta, \\ r_{21} &= h_{11} = P_{1}\cos\varphi + n_{0}P_{2}, \\ h_{12} &= P_{3} + n_{0}\cos\varphi P_{4}, \\ h_{21} &= (P_{5}\cos\varphi + n_{0}P_{1})\cos\varphi/n_{0}, \\ h_{22} &= (P_{6} + n_{0}\cos\varphi P_{7})\cos\varphi/n_{0}, \\ h_{31} &= P_{7}\cos\varphi + n_{0}P_{4}, \\ h_{32} &= P_{8} + n_{0}\cos\varphi P_{9}, \\ h_{41} &= (\cos\varphi P_{6} + n_{0}P_{3})/(n_{0}\cos\varphi), \\ h_{42} &= (P_{10} + n_{0}\cos\varphi P_{3})/(n_{0}\cos\varphi), \\ P_{1} &= (\varepsilon_{2}\cos^{2}\phi\cos x_{1} + n_{1}^{2}\sin^{2}\phi\cos x_{3})/a, \\ P_{2} &= in_{1}\left(\cos^{2}\phi\sin x_{1} + \frac{n_{1}^{3}}{n_{3}\varepsilon_{2}}\sin^{2}\phi\cos x_{3}\right)/a, \\ P_{3} &= n_{1}^{2}\sin\phi\cos\varphi(\cos x_{1} - \cos x_{3})/a, \\ P_{4} &= i\sin\phi\cos\varphi\left(n_{1}\sin x_{1} - \frac{n_{1}^{2}}{n_{3}}\sin x_{3}\right)/a, \\ P_{5} &= i\varepsilon_{2}\left(\frac{\varepsilon_{2}}{n_{1}}\cos^{2}\phi\sin x_{1} + n_{3}\sin^{2}\phi\sin x_{3}\right)/a, \\ P_{7} &= \varepsilon_{2}\sin\phi\cos\varphi(\cos x_{1} - \cos x_{3})/a, \\ P_{8} &= (n_{1}^{2}\sin^{2}\phi\cos x_{1} + \varepsilon_{2}\cos^{2}\phi\cos x_{3})/a, \\ P_{9} &= i\left(n_{1}\sin^{2}\phi\sin x_{1} + \frac{\varepsilon_{2}}{n_{3}}\cos^{2}\phi\sin x_{3}\right)/a, \\ P_{9} &= i\left(n_{1}\sin^{2}\phi\sin x_{1} + \frac{\varepsilon_{2}}{n_{3}}\cos^{2}\phi\sin x_{3}\right)/a, \\ a &= \varepsilon_{2} - n_{0}^{2}\sin^{2}\phi\sin^{2}\phi, \\ x_{1} &= k_{1}d, \\ i &= 1,...,4, d - TOJIIIUHA CJOSI. \end{split}$$

ЛИТЕРАТУРА

- 1. V.A.Belyakov. Diffraction Optics of Complex-Structured Periodic Media. Springer, New York, 1992.
- 2. S.Chandrasekhar. Liquid Crystals. Cambridge U. Press, Cambridge, 1992.
- 3. P.G.de Gennes. J. Prost. The Physics of Liquid Crystals. Clarendon Press, Oxford, 1993.
- 4. D.Subacius, S.V.Shiyanovskii, Ph.Bos, O.D.Lavrentovich. Appl. Phys. Lett, 71, 3323 (1997).
- 5. K.A.Suresh, Y.Sah, P.B.S.Kumar, G.S.Ranganath. Phys. Rev. Lett., 72, 2863 (1994).
- A.Lakhtakia. Opt. Commun., 157, 193 (1998).
 V.C.Venugopal, A.Lakhtakia. Opt. Commun., 145, 171 (1998).
- 8. D. Sunal Paul, A. Lakhtakia, R. Messier. Opt. Commun., 158, 119 (1998).
- 9. A.Lakhtakia, I.J.Hodgkinson. Opt. Commun., 167, 191 (1999).
- 10. A.Lakhtakia, M.McCall. Opt. Commun., 168, 457 (1999).
- 11. M.McCall, A.Lakhtakia. J. Mod. Opt., 47, 743 (2000).
- 12. A.H.Gevorgyan, K.V.Papoian, O.V.Pikichian. Opt. Spectrosc., 88, 586 (2000).
- 13. N.P.M.Huck, I.Staupe, A.Thirouard, D.K.G.De Broer. Jpn. J. Appl. Phys., 42, 5189 (2003).
- 14. D.J.Broer, G.N.Mol, J.A.M.M.Haaren, J.Lub. Adv. Mater., 11, 573 (1999).
- 15. S.M.P.Blom, H.P.M.Huck, H.J. Cornelissen, H.Greiner. J. Soc. Inf. Display, 10, 209 (2002).
- 16. V.D.Dmitrienko, V.A.Belyakov. Sov. Phys. Solid State, 15, 2365 (1974).
- 17. D.W.Berreman, T.J.Sheffer. Phys. Rev. Lett., 25, 577 (1970).
- 18. R.Dreher, G.Meier. Phys. Rev. A, 8, 1616 (1973).
- 19. H.Takazoe, Y.Ouchi, M.Hara, A.Hara, A.Fukuda, E.Kuze. Jpn. J. Appl. Phys., 22, 1080 (1983).

- 20. А.А.Муравский, А.П.Хапалюк, В.С.Рачкевич, А.И.Комяк. Опт. и спектр., 56, 91 (1984).
- 21. Y.Sah, K.A.Suresh. J. Opt. Soc. Am. A., 11, 740 (1994).
- 22. A.H.Gevorgyan. Tech. Phys., 44, 935 (1999).
- 23. А.А.Геворгян. Изв. НАН Армении, Физика, 35, 64 (2000).

24. H.Wohler, M.Fritsch, G.Haas, D.A.Mlynski. J. Opt. Soc. Am. A., 8, 536 (1991).

ԽՈԼԵՍՏԵՐԻՆԱՅԻՆ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԳԻՐՈՏՐՈՊ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԼՈՒՅՍԻ ԹԵՔ ԱՆԿՍԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ.Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ա.Ն. ՔՈՉԱՐՅԱՆ

Քննարկված է խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղի պլանար շերտով լույսի թեք անցումը։ Խնդիրը լուծված է շերտերի գումարման Համբարձումյանի մեթոդով։ Ուսումնասիրված են միջավայրի բևեռային բնութագրերի՝ ալիքի երկարությունից, անկման անկյունից և շերտի հաստությունից ունեցած կախվածությունների առանձնահատկությունները։ Հայտնաբերվել է նոր երևույթ, այն է՝ պտույտի նշանի փոփոխություն շերտի հաստությունից կախված։

GYROTROPIC PROPERTIES OF CHOLESTERIC LIQUID CRYSTALS AT OBLIQUE INCIDENCE OF LIGHT

G.A. VARDANYAN, A.H. GEVORGYAN, A.N. KOCHARIAN

Light oblique incidence onto a planar layer of cholesteric liquid crystal is considered. We use the Hambartsumyan layer addition method. The results of investigation of dependences of polarization characteristics (polarization plane rotation and polarization ellipticity) on the light wavelength, incidence angle and layer thickness are presented. A unique effect, namely, the change in the sign of rotation with the layer thickness is revealed.