

Физика

УДК 535+532.783

А. А. ГЕВОРГЯН

**ОСОБЕННОСТИ АЗИМУТАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ПОВОРОТА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА В
ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ
НАЛИЧИИ ПОГЛОЩЕНИЯ И
ДИСПЕРСИИ**

Приведены результаты изучения влияния поглощения, дисперсии и внешнего магнитного поля на азимутальную зависимость поворота плоскости поляризации света в холестерических жидких кристаллах (ХЖК), а также результаты зависимости усиления поворота плоскости поляризации света и максимального усиления от длины волны и от параметров, характеризующих поглощение, дисперсию и внешнее магнитное поле. Показано, что поглощение, дисперсия и внешнее магнитное поле существенно влияют на способность ХЖК усиливать поворот плоскости поляризации и стабилизировать азимут поляризации света.

Анализ полученных результатов показывает, что усиление поворота плоскости поляризации света и максимальное усиление в отличие от амплитудных характеристик среды являются более чувствительными и более информативными характеристиками среды. В отличие же от поворота плоскости поляризации они являются еще более универсальными характеристиками среды.

1. Явление нелинейного характера зависимости азимута поляризации прошедшей волны от азимута поляризации падающей линейно поляризованной волны при прохождении света через анизотропную оптически активную и анизотропную магнитоактивную среды было изучено в работах [1, 2]. В [3] показано, что эта нелинейность имеет место благодаря неэквивалентности разных азимутов поляризации линейно поляризованного падающего света, обусловленной анизотропией, и характерна как для анизотропных магнитоактивных сред, анизотропных оптически активных сред, ХЖК, так и для негиротропных анизотропных сред. Она проявляется также при отражении.

В связи с повышением интереса к поляриметрическим измерениям в работах [3, 4] была предложена, а [4, 5] экспериментально подтверждена идея использования свойства неэквивалентности разных азимутов поляризации линейно поляризованного падающего света при его прохождении через анизотропную среду для усиления поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации света. В работах [6, 7] для усиления поворота плоскости поляризации света использовано свойство неэквивалентности азимутов поляризации, когда свет отражается от изотропной среды и когда он проходит через дихроичную пластинку соответственно.

Рассмотрим случай нормального падения света на планарную текстуру слоя ХЖК между изотропными полупространствами. Направим ось z лабораторной системы вдоль оси спиральной структуры ХЖК. Под азимутом поляризации φ падающего света будем понимать угол между электрическим полем линейно поляризованного падающего света и осью x лабораторной системы координат (при $\varphi=0$ направление электрического поля и направление директора на входной границе слоя совпадают). Свет, прошедший через слой ХЖК, в общем случае имеет эллиптическую поляризацию. Под азимутом поляризации прошедшего света будем понимать угол ψ между большой осью эллипса поляризации и осью x . Зависимость ψ от φ имеет вид [8]

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{a}{2} \pm \sqrt{\frac{a^2}{4} + 1}, \quad (1)$$

$$\text{где } a = (E_y'^2 + E_y''^2 - E_x'^2 - E_x''^2) \cdot (E_x' \cdot E_y' + E_x'' \cdot E_y'')^{-1} \quad (2)$$

(E_x' , E_x'' , E_y' , E_y'' —реальные (один штрих) и мнимые (два штриха) части компонент поля прошедшей волны). Один из знаков в уравнении (1) соответствует углу между осью x и большой осью эллипса поляризации, а другой—углу между осью x и малой осью эллипса поляризации. Величины E_x' , E_x'' , E_y' и E_y'' , неявным образом зависящие также от азимута поляризации падающей волны [9], определяются из граничных условий, представляющих собой систему шестнадцати линейных уравнений с 16 неизвестными. Задача решалась на ЭВМ численно. Получены зависимости $\dot{i} = d\psi/d\varphi$ от азимута φ и $s = \ln(|f|_{\max})$ (на фиксированной длине волны вычислена зависимость s от φ , потом выбиралось максимальное значение $|f|$, а $s = \ln(|f|_{\max})$) от длины волны λ .

В работе [8] изучены особенности азимутальной зависимости поворота плоскости поляризации света в ХЖК при отсутствии поглощения и дисперсии. Показано, что имеет место зависимость величин \dot{i} и s от эффективных значений параметров $L\delta/p$ и $\alpha = \sqrt{\bar{\epsilon}}/\sqrt{\bar{\epsilon}}$, где $\bar{\epsilon} = (\epsilon_x + \epsilon_y)/2$, $\delta = (\epsilon_x - \epsilon_y)/(\epsilon_x + \epsilon_y)$; ϵ_x , ϵ_y —главные значения тензора диэлектрической проницаемости ХЖК, ϵ —диэлектрическая проницаемость среды, окружающей с обеих сторон слой ХЖК, L —толщина слоя ХЖК, p —шаг спирали ХЖК. В толстых кристаллах ($L\delta/p \gg 1$) величина s имеет два максимума (находящихся на границах области селективного отражения). Назовем их коротковолновым максимумом и длинноволновым максимумом величины s . При эффективном уменьшении параметра $L\delta/p$ эти максимумы приближаются к центру области селективного отражения (ОСО) и при некотором значении параметра $L\delta/p$ сливаются, причем при различных значениях параметра α это происходит при разных значениях параметра $L\delta/p$. В частности, если в случае $\alpha=1$ (слой ХЖК находится в среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon=\bar{\epsilon}$) при $L\delta/p \approx 1$ s имеет один максимум (в центре ОСО), то в случае $\alpha \neq 1$ ($\alpha = \sqrt{\bar{\epsilon}}$ —слой ХЖК находится в вакууме) при $L\delta/p \approx 1$ s имеет два максимума. При дальнейшем эффективном уменьшении параметра $L\delta/p$ максимум s уменьшается, и при $L\delta/p \ll 1$ усиление угла поворота плоскости поляризации света практически отсутствует ($d\psi/d\varphi \approx 1$). Отличие α от единицы приводит также к значительному увеличению значения величины s .

Рассмотрим зависимость \dot{i} и s от λ при наличии поглощения и дисперсии в случаях $\alpha=1$ и $\alpha \neq 1$ ($\alpha = \sqrt{\bar{\epsilon}}$), когда параметр $L\delta/p \approx 1$, который представляет наибольший интерес [8].

2. Рассмотрим случай постоянного изотропного поглощения, т. е. вдали от линии поглощения.

На рис. 1 представлены графики зависимости величины s от длины волны при наличии в ХЖК изотропного поглощения (кривые 1,

$\epsilon_x'' = \epsilon_y'' = 10^{-4}$) и при отсутствии поглощения (штриховые кривые). Сравнение этих кривых показывает, что при малом поглощении его влияние на частотный ход величины s сравнительно мало. На том же рисунке кривые 2 представляют зависимость s от длины волны при $\epsilon_x'' = \epsilon_y'' = 10^{-3}$. Сравнение кривых 1 и 2 показывает, что дальнейшее

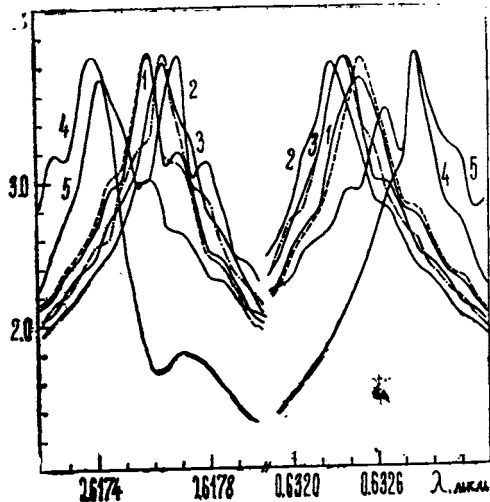


Рис. 1. Зависимость s от λ . $\epsilon_x = 2,29$, $\epsilon_y = 2,143$, $L = 30\rho$, $\rho = 0,42$ мкм, $\alpha = \sqrt{\epsilon}$.

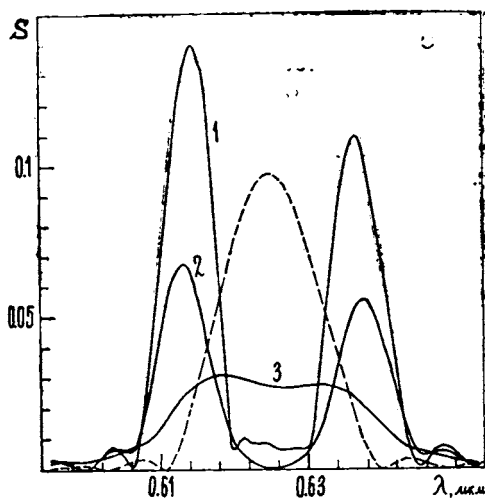


Рис. 2. Зависимость s от λ . $A = 2 \cdot 10^{26}$ с $^{-2}$, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, $\lambda_0 = \rho(\sqrt{\epsilon_x} + \sqrt{\epsilon_y})/2$, $u_1 = u_2 = 1$, $\alpha = 1$ (остальные параметры те же, что и в подписи к рис. 1).

увеличение поглощения приводит к смещению максимумов величины s , причем его коротковолновый максимум смещается в сторону длинных волн, а длинноволновый—в сторону коротких волн. Эти смещения по порядку одинаковы и при параметрах рис. 1 составляют 2 Å. Вследствие этого на длинах волн, близких к соответствующим максимуму в длинах волн или совпадающих с ними, поглощение приводит к заметному изменению максимального усиления. И наоборот, вдали от этих длин волн влияние поглощения на максимальное усиление, т. е. на s сравнительно мало. Наличие поглощения приводит не только к изменению максимального усиления, но и к смещению максимума усиления по оси φ . Здесь имеется следующая особенность. В области длин волн, где находится коротковолновый максимум величины s , увеличение поглощения приводит к смещению максимума усиления по оси φ в сторону больших значений азимута φ (φ изменяется от 0 до π), т. е. при увеличении поглощения φ_{\max} увеличивается (φ_{\max} —то значение азимута поляризации падающей волны, при котором $|i| = |i|_{\max}$), а в области длинноволнового максимума величины s при увеличении поглощения φ_{\max} уменьшается.

Таким образом, поглощение приводит не только к частотному смещению поляризационных характеристик среды, но и к их смещению по оси φ .

3. Случай постоянного анизотропного поглощения. На рис. 1 представлены зависимости величины s от длины волны при $\epsilon_x'' = 10^{-3}$, $\epsilon_y'' = 10^{-4}$ (сплошные кривые 3) и при $\epsilon_x'' = 10^{-4}$, $\epsilon_y'' = 10^{-3}$ (штрихпунктирные кривые). Сравнение этих кривых с кривыми 1 показывает, что наличие анизотропного поглощения тоже приводит к смещению максимумов величины s по оси λ в одну и ту же сторону: коротковолнового максимума—в сторону длинных волн, а длинноволнового—в сторону коротких волн. Смещение при изотропном поглощении получилось

в два раза больше из-за того, что при $\varepsilon_x'' \neq 0$, $\varepsilon_y'' \neq 0$ среднее поглощение $\bar{\varepsilon}'' = \frac{\varepsilon_x'' + \varepsilon_y''}{2}$ в два раза больше, чем в случаях $\varepsilon_x'' \neq 0$, $\varepsilon_y'' = 0$

или $\varepsilon_x'' = 0$, $\varepsilon_y'' \neq 0$. Наличие анизотропного поглощения тоже приводит к смещению максимума усиления по оси φ . Но здесь есть некоторые особенности, связанные с анизотропией среды ($\varepsilon_x \neq \varepsilon_y$).

Если осцилляторы поглощения направлены перпендикулярно директору, т. е. $\varepsilon_x'' \neq 0$, $\varepsilon_y'' = 0$, то на всех длинах волн увеличение поглощения приводит к уменьшению φ_{\max} . Если же осцилляторы поглощения направлены вдоль директора, т. е. $\varepsilon_x'' = 0$, $\varepsilon_y'' \neq 0$, то увеличение поглощения приводит к увеличению φ_{\max} .

Если учитывать магнитоактивные свойства ХЖК, то внешнее магнитное поле тоже приведет к смещению максимума усиления по оси φ . Это смещение, связанное с магнитоактивным вращением плоскости поляризации, имеет некоторые особенности, сходные со случаем анизотропного поглощения. В частности, если внешнее магнитное поле совпадает с направлением падения света, то φ_{\max} увеличивается, как при $\varepsilon_x'' = 0$, $\varepsilon_y'' \neq 0$. В случае, когда эти направления противоположны, то φ_{\max} уменьшается, как при $\varepsilon_x'' \neq 0$, $\varepsilon_y'' = 0$.

Внешнее магнитное поле приводит не только к дополнительному вращению плоскости поляризации, но и к смещению максимумов величины s . Коротковолновый максимум величины s смещается в сторону коротких волн, а длинноволновый — в сторону длинных волн, т. е. максимумы смещаются к границам ОСО, которая обычно имеет место при эффективном увеличении параметра $L\delta/\rho$. Таким образом, при наличии внешнего магнитного поля, когда смещения ОСО не происходит [10] (из-за малости параметра гирации g), учет магнитооптической активности молекул ХЖК приводит к эффекту, имеющему место обычно при эффективном увеличении параметра $L\delta/\rho$. В случае же наличия в ХЖК поглощения максимумы величины s сближаются. Это связано с тем, что поглощение эквивалентно эффективному уменьшению параметра $L\delta/\rho$ (см. ниже). На рис. 1 кривые 4, 5 представляют зависимость величины s от длины волны при $g = \pm 0,01$ соответственно, где $g = g_z$, (g — вектор гирации для ХЖК).

Указанная неполная аналогия влияния внешнего магнитного поля и анизотропного поглощения имеет место не только для величин i или s , но и для других оптических характеристик ХЖК и связана со спиральной структурой ХЖК, приводящей к тому, что и при анизотропном поглощении и при наличии внешнего магнитного поля в недиагональных компонентах тензора диэлектрической проницаемости появляются новые слагаемые. Аналогия неполная, поскольку в этих случаях диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости отличаются друг от друга. Отметим, что эти вычисления сделаны при $\alpha \neq 1$ ($z = i \sqrt{\varepsilon''} = 1,4889$).

4. Как известно, если

$$\varepsilon_x(\omega) = \varepsilon_x + \Delta\varepsilon(\omega) \cdot u_1,$$

$$\varepsilon_y(\omega) = \varepsilon_y + \Delta\varepsilon(\omega) \cdot u_2,$$

где $\varepsilon\Delta(\omega) = [(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega]$, а частота линии поглощения (ω_0) попадает в ОСО, то дисперсия при определенных значениях A и γ может привести к расщеплению ОСО [11]. Рассмотрим особенности азимутальной зависимости поворота плоскости поляризации света в ХЖК именно в этих случаях. На рис. 2 представлены графики зависимости величины s от длины волны при различных значениях параметра γ , которым определяется ширина линии поглощения, когда $\alpha = 1$. Штриховая линия представляет зависимость s от длины волны при отсутствии дисперсии. Кривая 1 соответствует случаю $\gamma = 4 \cdot 10^{12} \text{с}^{-1}$, кривая 2 —

$\gamma = 40 \cdot 10^{12} \text{с}^{-1}$, а кривая 3 — $\gamma = 200 \cdot 10^{12} \text{с}^{-1}$. При $\gamma = 4 \cdot 10^{12} \text{с}^{-1}$ и $\gamma = 40 \cdot 10^{12} \text{с}^{-1}$ ОСО расщепляется на две области, в соответствии с чем величина s тоже имеет два максимума. При дальнейшем увеличении ширины линии поглощения расщепления ОСО не происходит, из-за большого поглощения свет не проникает в глубь среды, благодаря чему свет чувствует влияние меньшего числа витков спирали ХЖК. Следовательно, наличие поглощения фактически эквивалентно эффективному уменьшению параметра $L\delta/p$, благодаря чему при больших ширинах линий поглощения снова имеем всего один максимум как для коэффициента отражения, так и для s . Таким образом, хотя s является поляризационной характеристикой среды, однако зависит и от амплитудных характеристик среды.

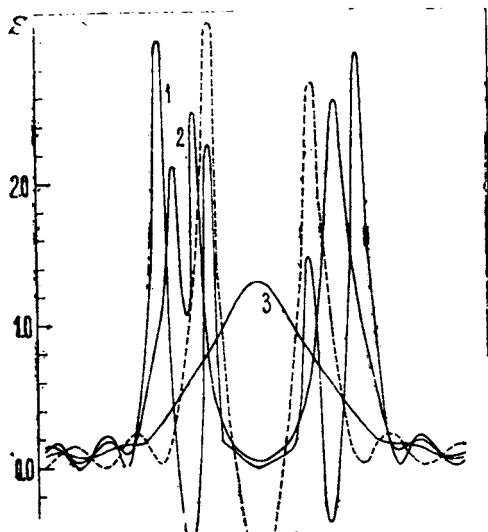


Рис. 3. Зависимость s от λ . $\alpha = \sqrt{\varepsilon}$ (остальные параметры те же, что и в подписи к рис. 2).

На рис. 3 представлены кривые зависимостей s от длины волны для различных значений параметра γ при $\alpha \neq 1$. Здесь картина более сложна, чем при $\alpha = 1$, поскольку при $\alpha \neq 1$ случай $L\delta/p \approx 1$ близок к случаю, когда малое эффективное увеличение последнего приводит к расщеплению максимума s (если s имеет один максимум) или когда малое эффективное уменьшение $L\delta/p$ приводит к слиянию двух максимумов в один. Поэтому в этом случае s более чувствительна к эффективным изменениям параметров α и $L\delta/p$. При очень узкой линии поглощения (кр. 1, $\gamma = 4 \cdot 10^{12} \text{с}^{-1}$) s имеет четыре максимума в соответствии с тем, что имеются две ОСО (эти максимумы на-

ходятся на границах этих областей). При увеличении ширины линии поглощения ($\gamma = 40 \cdot 10^{12} \text{с}^{-1}$) s имеет три максимума. Это связано с тем, что в области, лежащей левее линии поглощения (область волн короче линии поглощения λ_0) дисперсия приводит к эффективному увеличению параметров $L\delta/p$ и α (α больше отличается от единицы в присутствии, чем при отсутствии дисперсии), в соответствии с чем в этой области возникают два максимума величины s . В области же правее линии поглощения λ_0 дисперсия приводит к эффективному уменьшению параметра $L\delta/p$ и приближению параметра α к единице, вследствие чего возникает только один максимум величины s . Нужно учитывать и тот факт, что уширение ширины линии поглощения увеличивает влияние поглощения на еще более широкой области длин волн. Из-за большой узости линии поглощения изменения параметров α и $L\delta/p$ почти не влияют на образование четырех максимумов величины s в случае, когда $\gamma = 4 \cdot 10^{12} \text{с}^{-1}$, поскольку в областях образования новых ОСО значения этих параметров очень близки к значениям, которые они имели при отсутствии дисперсии. При дальнейшем уширении линии поглощения увеличивается влияние поглощения, причем при данных параметрах, приведенных в подписи к рис. 3, это влияние уменьшается. Это приводит, как и в случае $\alpha = 1$, к эффективному уменьшению параметра $L\delta/p$, вследствие чего возникает только один максимум величины s . Сравнение графиков зависимостей s от λ в случае $\alpha = 1$ со случаем $\alpha \neq 1$ при $\gamma = 200 \cdot 10^{12} \text{с}^{-1}$ показывает, что наличие дис-

лектрических границ (отличие α от единицы) эквивалентно увеличению поглощения, т. е. фактически эквивалентно эффективному уменьшению параметра $L\delta/\rho$, а как известно [8], при отсутствии поглощения наличие диэлектрических границ эквивалентно эффективному увеличению параметра $L\delta/\rho$. Это объясняется тем, что если при отсутствии поглощения многократные отражения в слое ХЖК фактически эквивалентны увеличению толщины ХЖК, то при наличии поглощения они эквивалентны увеличению поглощения, т. е. эквивалентны эффективному уменьшению $L\delta/\rho$.

Вычислены также зависимости величины s от длины волны при анизотропной дисперсии и анизотропном дисперсионном поглощении, когда $\alpha=1$ и $\alpha\neq 1$. Чтобы не повторяться, укажем только, что наблюдавшиеся в этих зависимостях особенности тоже качественно могут быть объяснены при помощи хода зависимости коэффициентов отражения и прохождения от длины волны в соответствующих случаях, а также эффективных изменений параметров α и $L\delta/\rho$. Нужно учитывать еще и тот факт, что при данных параметрах среднее поглощение при анизотропном поглощении в два раза меньше, чем при изотропном поглощении.

В случае прохождения света через трехслойную ячейку со слоем ХЖК между изотропными стеклянными пластинками конечной толщины, что соответствует реальной экспериментальной ситуации, некоторые общие закономерности сохраняются [8]. Появляются дополнительные осцилляции в зависимости s от длины волны, связанные с многократными отражениями в стеклянных пластинках.

5. Заключение. Сравнение результатов, полученных здесь и приведенных в работе [8] для параметров f и s , с численными расчетами для коэффициентов отражения и прохождения показывает, что между ними имеется много общих закономерностей — они как бы следят за изменениями амплитудных характеристик среды.

Но в отличие от амплитудных характеристик среды, эти параметры, благодаря своей фазовой зависимости, являются еще более чувствительными к изменениям как внутренних характеристик среды, так и внешних влияний, т. е. они являются еще более информативными параметрами среды: если в ОСО при переходе от случая с $\alpha=1$ к случаю с $\alpha\neq 1$ коэффициент отражения изменяется приблизительно на 4%, то параметр s изменится в 12—25 раз.

Таких примеров много. Например, при отсутствии внешнего магнитного поля при параметрах $\lambda=0,615$ мкм, $L=20$ мкм, $\epsilon_x=2,29$, $\epsilon_y=2,143$, $\rho=0,42$ мкм параметр $s=2,94$ на азимуте $\varphi_{\max}=2,73$ рад. При наличии внешнего магнитного поля ($g=0,1$) $s=1,28$, $\varphi_{\max}=2,14$ рад, т. е. s изменяется в 2,3 раза. При тех же параметрах в случае отсутствия внешнего магнитного поля на азимуте поляризации падающего света $\varphi=0$, $T=0,3184$, а в случае наличия внешнего магнитного поля ($g=0,1$) на том же азимуте $T=0,356$, т. е. изменение T составляет всего приблизительно 4% (T —коэффициент прохождения).

В отличие же от величины поворота плоскости поляризации параметры f и s являются еще более универсальными характеристиками среды в том смысле, что они могут быть оптическими характеристиками даже для изотропных оптически неактивных сред. Для отраженного от таких сред света значение f зависит не только от угла падения [6], но и от коэффициента преломления. Изучение этих параметров важно и по другой причине. Как было отмечено выше, в последнее время наблюдается резкое повышение интереса к поляриметрическим измерениям, в частности в связи с трудностями, возникающими при измерении слабых поворотов плоскости поляризации. Например, теорией предсказаны эффекты при изучении несохранения четности в атомных явлениях, экспериментальное подтверждение которых тре-

бует измерения очень малых поворотов (порядка 10^{-7} рад [12]) плоскости поляризации электромагнитной волны. ХЖК можно использовать для усиления малых поворотов плоскости поляризации электромагнитной волны. Но в отличие от обычных анизотропных сред и НЖК в ХЖК увеличивается число тех параметров, от которых зависит коэффициент усиления (добавляется шаг спирали). Так как шаг спирали можно изменять посредством внешних полей или изменением температуры, то увеличивается возможность управления коэффициентом усиления.

Отметим также, что, как показали приведенные выше результаты, на величины $\dot{\epsilon}$ и s существенно влияют также поглощение и дисперсия. А так как поглощающие или диспергирующие ХЖК можно получить также искусственно посредством растворения в ХЖК красителей, то еще увеличивается возможность управления коэффициентом усиления в ХЖК.

Кафедра общей физики

Поступила 4.07.1987

ЛИТЕРАТУРА

1. Гречушников Б. Н., Константинов А. Ф., Ломако И. Д., Калинкина И. И. Проявление оптической активности и поглощения в двупреломляющих кристаллах при различных азимутах поляризации падающего света.—Кристаллография, 1980, т. 25, с. 603—606.
2. Бокуть Б. В., Гиргель С. С. Преобразование поляризации света плоскопараллельной пластинкой из магнитоупорядоченного кристалла при нормальном падении.—Опт. и спектр., 1980, т. 49, с. 920—924.
3. Ерицян О. С. Прохождение света через трехслойную пластинку со слоем диспергирующего холестерического жидкого кристалла.—Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1984, т. 19, с. 70—73.
4. Ганапетян М. А., Геворгян А. А., Ерицян О. С., Ниноян Ж. О. Экспериментальное наблюдение усиления поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации.—Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1987, т. 22, с. 101—107.
5. Ганапетян М. А., Геворгян А. А., Ниноян Ж. О. Изучение азимутальной зависимости поворота плоскости поляризации на кристалле LiNbO_3 и нематическом жидком кристалле.—Уч. записки ЕГУ, 1985, № 1 (158), с. 149—150.
6. Свиташев К. К. и Хасанов Т. Измерения малых вращений плоскости поляризации.—Оптика и спектроскопия, 1983, т. 54, с. 538—539.
7. Запаский В. С. Методы высокочувствительных поляриметрических измерений.—ЖПС, 1982, т. 37, с. 181—196.
8. Геворгян А. А. Некоторые особенности азимутальной зависимости поворота плоскости поляризации в холестерических жидких кристаллах.—Уч. записки ЕГУ, 1986, № 3 (163), с. 47—55.
9. Беляков В. А., Сонин А. С. Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982, 360 с.
10. Геворгян А. А. Влияние магнитного поля на оптические свойства магнитоактивных холестерических жидких кристаллов.—Уч. записки ЕГУ, 1987, № 2 (165), с. 65—73.
11. Геворгян А. А., Ерицян О. С. Особенности брэгговского отражения в диспергирующих холестерических жидких кристаллах.—В сб.: Тезисы докл. IV межд. конф. соц. стран по жидким кристаллам. Тбилиси, 1981, с. 409—410.
12. Хриплович И. Б. Несохранение четности в атомных явлениях. М.: Наука, 1981, 223 с.

Ա մ փ ո փ ու մ

Քերված հն կլանման, դիսպերսիայի և արտաքին մագնիսական դաշտի առկայությամբ խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղերում բևեռացման հարթության պտույտի ազդեցության կախվածության առաձևահատկությունների ուսումնասիրության արդյունքները: Ուսումնասիրված է բևեռացման հարթության պտույտի ուժեղացման և առավելագույն ուժեղացման կախվածությունը ալիքի երկարությունից՝ կլանումը, դիսպերսիան և արտաքին մագնիսական դաշտը բնութագրող պարամետրերի տարբեր արժեքների դեպքում:

S u m m a r y

The absorption, dispersion and external magnetic field influence on the azimuthal dependence of the polarization plane's rotation investigation results and the results of the maximum strengthening wavelength in the cholesteric liquid crystals are brought in the paper.

The analysis of the obtained data shows that the polarization plane's rotation strengthening and the maximum strengthening are both more sensitive and informative compared with the amplitude characteristic of the medium. As compared with the polarization plane's rotation, they are more universal.