

## СОДЕРЖАНИЕ

### **ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА**

- 3 Усиление поворота плоскости поляризации слоем холестерического жидкого кристалла**  
Геворгян А.А., Седрадян А.М., Хачатрян А.Ж.

### **ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ТЕХНИКА**

- 11 Лазерное термораскалывание хрупких неметаллических материалов по замкнутым криволинейным контурам**  
Шалупаев С.В., Никитюк Ю.В., Середа А.А.

### **РАСЧЕТ, ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ПРОИЗВОДСТВО ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ**

- 16 Матричный метод расчета поляризационных аберраций**  
Соколов А.Л.

### **ИКОНИКА – НАУКА ОБ ИЗОБРАЖЕНИИ**

- 23 Взаимосвязь оптических и информационных характеристик светоинформационных систем**  
Гуревич Б.С., Гуревич С.Б., Жумалиев К.М.
- 29 Поляризационный метод распознавания формы поверхности по затенению**  
Алексеев С.А., Пасяда А.В.

### **ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ**

- 34 Оптические свойства и применение мультидоменных жидкокристаллических структур**  
Морозов А.В., Невская Г.Е.
- 39 Применение мультидоменных жидкокристаллических структур для улучшения оптических характеристик микролинз**  
Морозов А.В., Невская Г.Е.
- 43 Судовой лидар для гидрологических исследований**  
Степанов А.И., Рогов С.А., Карпов С.Н., Кондрашов В.А., Мальков С.А., Сачава С.И., Самарцев М.С., Спивак Л.А., Тершуков В.А.
- 50 Микроскопы с растровыми осветительными устройствами**  
Натаровский С.Н., Калинина О.Д.

**55 Измерение функций передачи модуляции объективов с помощью матричных ПЗС-фотоприемников**

Нужин В.С., Нужин А.В., Солк С.В.

**58 Применение импульсов смещения для выравнивания сигналов в матричных микроболометрических приемниках**

Демьяненко М.А., Овсяк В.Н.

## **ОПТИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ**

**65 Нанофотореакторы на основе жидких организованных сред**

Данилов В.В.

**70 Текстурированный оптический лейкосапфир**

Ветров В.Н., Игнатенков Б.А.

**74 Влияние трещины и дефектного материала в ее окрестности на лучевую прочность прозрачных материалов**

Ушаков И.В.

**79 Эллипсометрические исследования поверхностного слоя полированного оптического стекла**

Одарич В.А.

## **ИНФОРМАЦИЯ**

**87 Международная конференция “Оптоинформатика 2008”**

**88 Коллективная монография “Оптика наноструктур”**

**89 Монография “Оптические методы визуализации газовых потоков”**

---

Сдано в набор 07.11.07. Подписано в печать 00.00.06. Формат бумаги 60×84/8.

Бумага офсетная № 1. Гарнитура Times New Roman. Печать офсетная.

Заказ № 00. Отпечатано в ООО «ЦТТ». Тираж 300 экз. Цена подписная.

Адрес типографии: 199034, Санкт-Петербург, Биржевая линия, д. 16.

Качество графических материалов соответствует представленным оригиналам.

---

Научный редактор **Н.Ф. Соболева**

Корректор **Э.А. Рождественская**

УДК 532.535

## УСИЛЕНИЕ ПОВОРОТА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СЛОЕМ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

© 2008 г. А. А. Геворгян\*, доктор физ.-мат. наук; А. М. Седракян\*\*;  
А. Ж. Хачатрян\*\*, доктор физ.-мат. наук

\* Ереванский государственный университет, г. Ереван, Армения

E-mail: agevorgyan@ysu.am

\*\* Ереванский Государственный инженерный университет, г. Ереван, Армения

E-mail: asedrakyan@seua.am, akhachat@www.physdep.r.am

Изучены возможности усиления поворота плоскости поляризации плоской электромагнитной волны слоем холестерического жидкого кристалла. Исследовано влияние оптических и структурных параметров системы на усиление поворота плоскости поляризации.

Коды OCIS: 260.2130, 160.3710.

*Поступила в редакцию 09.08.2007.*

### Введение

Эффект вращения плоскости поляризации плоской электромагнитной волны и циркулярный дихроизм с давних времен используются для исследования оптических свойств гиротропных сред. В частности, многие экспериментальные работы, направленные на исследование спектральной зависимости угла вращения плоскости поляризации, а также свойств отражения и прохождения волн, проводятся с целью выявления дисперсионных зависимостей оптических характеристик данных сред. Так, исследование вращения плоскости поляризации в инфракрасной области спектра дает важную информацию для понимания внутренней молекулярной структуры различных химических и биологических объектов.

В последние годы в области поляриметрических и спектрополяриметрических измерений был достигнут значительный прогресс, позволяющий повысить точность измерений сверхмалых поворотов плоскости поляризации [1–8] (см. также литературу, цитированную в них). Актуальность развития техники высокочувствительной поляриметрии обусловлена в основном следующими обстоятельствами. Теоретически предсказаны эффекты, экспериментальное подтверждение которых требует измерения очень слабых поворотов плоскости поляризации [2, 9–13]. С другой стороны, умение измерить очень слабые повороты плоскости поляризации и высокая поляриметрическая чувствитель-

ность позволяют экспериментально обнаружить новые эффекты [2]. Такие измерения позволили бы также уточнить материальные уравнения для уравнений Максвелла [14–17].

Существует много методов повышения чувствительности поляриметрических измерений [1–13, 18, 20–24]. В работе [2] описан метод использования дихроичной пластинки в качестве усилителя слабых поворотов плоскости поляризации, при этом усиление достигается за счет уменьшения интенсивности сигнала. В работе [3] предложен способ усиления в случае отражения света от полупространства изотропной среды. Однако в этом случае изменение интенсивности, обусловленное изменением азимута поляризации, уменьшается при увеличении коэффициента усиления. Как показано в [3], выбирая соответствующую (большую) мощность излучения, можно измерять предельно малые повороты плоскости поляризации.

Отметим, однако, что при определенных условиях эксперимента интенсивность сигнала ограничена пределами линейной оптики, что, естественно, ограничивает и области применения указанных методов. Кроме того, большие интенсивности ухудшают чувствительность поляриметрических измерений. В определенных задачах вообще отсутствует возможность получить сигнал большой интенсивности. Все это делает актуальным поиск новых механизмов усиления слабых поворотов плоскости поляризации.

В работах [25–29] рассмотрено усиление изменения азимута поляризации при прохождении све-

та через анизотропную или гиротропную пластинки. В этих случаях интенсивность прошедшего через усилитель света практически мало уменьшается, но появляется эллиптичность (причем большая) поляризации, которая увеличивает шумы в измерениях, а также ухудшается разрешающая способность устройства, измеряющего азимут. В работах [30–32] предложен высокочувствительный универсальный поляриметр (ВЧУП), который в последнее время нашел широкое применение и позволяет одновременно измерять параметр оптической активности и двупреломление. В ВЧУП улучшение разрешающей способности достигается путем максимального упрощения поляриметра за счет уменьшения числа элементов в поляриметре. В работе [33] предложен модифицированный ВЧУП, позволяющий одновременно измерять также круговой дихроизм. В работах [34–36] предложен простой и эффективный метод, а именно использование усиливающей изотропной (анизотропной) среды в качестве усилителя поворота плоскости поляризации.

С другой стороны, в последнее время большой интерес вызывают фотонные кристаллы (ФК) [37, 38] – особый класс искусственных структур с периодическим изменением диэлектрических свойств в пространственном масштабе порядка оптической длины волны. Важнейшим свойством ФК является зонная структура их спектра, аналогичная энергетической зонной структуре электронов в полупроводниках. Важным примером ФК является холестерический жидкий кристалл (ХЖК). Главное отличие ХЖК от обычных ФК заключается в том, что в ХЖК фотонная запрещенная зона существует только для света с одной круговой поляризацией (при нормальном падении света), совпадающей со знаком хиральности среды. Здесь селективное по отношению к поляризации дифракционное отражение наблюдается в спектральной области от  $\lambda_1 = \sigma n_o$  до  $\lambda_2 = \sigma n_e$ , где  $\sigma$  – шаг спирали,  $n_o = \sqrt{\epsilon_{\parallel}}$  и  $n_e = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$  – локальные коэффициенты преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей соответственно. Свет с обратной круговой поляризацией не претерпевает дифракционного отражения. Большой интерес к ХЖК обусловлен возможностью их легкой обработки, управляемостью периодичности их структуры и параметров, а также их свойствами самоорганизации. Поэтому естественным является исследование возможностей использования слоя ХЖК в качестве усилителя поворота плоскости поляризации. Исследование возможностей усиления поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации важны и в другом аспекте. В последнее время в оптоэлектронике и оптической связи большой интерес представляют устройства с управляе-

Значения удельного вращения плоскости поляризации различных сред

Среда	$\lambda$ , Å	Удельное вращение, град/мм
AgCaS <sub>2</sub>	4850	950
Сахар (C <sub>12</sub> H <sub>22</sub> O <sub>11</sub> )	5890	1,6–5,4
$\alpha$ – LiIO <sub>3</sub>	6328	–86,7
$\alpha$ – SiO <sub>2</sub>	6328	25,1
TeO <sub>2</sub>	6328	87
BaMnF <sub>4</sub>	6328	5,7
KLiSO <sub>4</sub>	5890	± 3,43
NaClO <sub>3</sub>	5560	± 1,42
Кварц	4000	49
Те	6 мкм	40
Холестерилвалерат*	–	3468
Холестерилпальмитат*	–	6089
Холестериллаурат*	–	5438
Холестерилмиристат*	–	4815
Холестерилкапринат*	–	3882
Холестерилпелоргонат*	–	2623

\* На длинах волн, соответствующих максимальному вращению.

мым поворотом плоскости поляризации, а также устройства, стабилизирующие азимут поляризации. Естественнo-гиротропные среды вращают плоскость поляризации света, но их вращение относительно слабое. Большим вращением плоскости поляризации отличаются структурно-гиротропные среды (ХЖК, хиральные смектики, искусственно сконструированные хиральные кристаллы и т. д.). В таблице для сравнения представлены удельные вращения различных сред. Как уже было отмечено, параметры ХЖК легко управляемы и, следовательно, управляемо также вращение. Однако ХЖК превращает линейно поляризованный свет в эллиптически поляризованный, что в определенных случаях является существенным недостатком. Другой способ управления вращением осуществляется внешним статическим магнитным полем (эффект Фарадея), но эти устройства отличаются громоздкостью, большой потребляемой мощностью, а также, как и в вышеотмеченном случае, относительно малым интервалом изменения вращение. Кроме того, если усилителем поворота плоскости поляризации является изотропная или анизотропная пластинка, то усиление наблюдается на фиксированных (определенных) азимутах поляризации падающего сигнала [34–36]. Нами будет показано, что в этом случае азимут можно плавно менять, изменяя длину волны падающего сигнала или параметры слоя ХЖК (его толщину, шаг спирали и т. д.).

## Прохождение света через слой ХЖК

Рассмотрим отражение и прохождение света через слой ХЖК в случае его нормального падения на слой. Проблема нахождения амплитуд отраженной и прошедшей волн, сводящаяся к решению системы из восьми линейных неоднородных уравнений, может быть представлена в виде

$$\mathbf{E}_r = \hat{R}\mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_t = \hat{T}\mathbf{E}_i, \quad (1)$$

где индексами  $i$ ,  $r$  и  $t$  обозначены соответственно поля падающей, отраженной и прошедшей волн;  $\hat{R}$  и  $\hat{T}$  – матрицы Джонса отраженной и прошедшей волн соответственно,  $\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^x \mathbf{n}_x + E_{i,r,t}^y \mathbf{n}_y = \begin{bmatrix} E_{i,r,t}^x \\ E_{i,r,t}^y \end{bmatrix}$ , а для элементов матриц  $\hat{R}$  и  $\hat{T}$  согласно [39] имеем

$$R_{11} = H + Q, \quad R_{22} = H - Q, \quad R_{12} = R_{21} = F,$$

$$T_{11} = (S + M)\cos(ad) + N\sin(ad), \quad T_{12} = N\cos(ad) + (M - S)\sin(ad), \quad (2)$$

$$T_{21} = (S + M)\sin(ad) - N\cos(ad), \quad T_{22} = N\sin(ad) + (M - S)\cos(ad).$$

Выражения для параметров  $H$ ,  $Q$ ,  $F$ ,  $S$ ,  $M$ ,  $N$  имеются в работе [39].

Будем полагать, что электрическое поле линейно поляризованной падающей волны составляет угол  $\varphi$  по отношению к плоскости падения, т. е. его  $x$ - и  $y$ -компоненты имеют вид

$$E_i^x = E_i \cos\varphi, \quad E_i^y = E_i \sin\varphi. \quad (3)$$

Для  $x$ - и  $y$ -компонентов прошедшей волны согласно (1) будем иметь

$$E_t^x = T_{11}E_i \cos\varphi + T_{12}E_i \sin\varphi, \quad (4)$$

$$E_t^y = T_{21}E_i \cos\varphi + T_{22}E_i \sin\varphi.$$

Связь между азимутами поляризации  $\varphi$  и  $\psi$  падающей и прошедшей волн можно описать формулой

$$\operatorname{tg}2\psi = \frac{2\operatorname{Re}\chi}{1 - |\chi|^2}, \quad (5)$$

где  $\chi = E_t^y/E_t^x$ , а  $\psi$  – угол между большой осью эллипса поляризации прошедшей волны и плоскостью падения, который определяется из соотношений  $E_t^x = E_t \cos\psi$ ,  $E_t^y = E_t \sin\psi$ .

В нашем случае

$$\chi = \frac{T_{22}\operatorname{tg}\varphi + T_{21}}{T_{11} + T_{12}\operatorname{tg}\varphi}. \quad (6)$$

Подставляя это выражение в (5), получаем

$$\psi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left( \frac{\alpha_1 \operatorname{tg}^2 \varphi + \beta_1 \operatorname{tg} \varphi + \gamma_1}{\alpha_2 \operatorname{tg}^2 \varphi + \beta_2 \operatorname{tg} \varphi + \gamma_2} \right), \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= T_{22}T_{12}^* + T_{12}T_{22}^*, \quad \alpha_2 = |T_{12}|^2 - |T_{22}|^2, \\ \beta_1 &= T_{22}T_{11}^* + T_{21}T_{12}^* + T_{11}T_{22}^* + T_{12}T_{21}^*, \\ \beta_2 &= T_{11}T_{12}^* + T_{12}T_{11}^* - T_{22}T_{21}^* - T_{21}T_{22}^*, \\ \gamma_1 &= T_{21}T_{11}^* + T_{11}T_{21}^*, \quad \gamma_2 = |T_{11}|^2 - |T_{21}|^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Звездочками здесь обозначены комплексно-сопряженные значения соответствующих величин.

Коэффициент усиления  $f$  по азимуту – это производная от  $\psi$  по  $\varphi$

$$f = \frac{d\psi}{d\varphi} = \frac{2\operatorname{tg}\varphi(D\alpha_1 - C\alpha_2) + (D\beta_1 - C\beta_2)}{2\cos^2\varphi(C^2 + D^2)}, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} C &= \alpha_1 \operatorname{tg}^2 \varphi + \beta_1 \operatorname{tg} \varphi + \gamma_1, \\ D &= \alpha_2 \operatorname{tg}^2 \varphi + \beta_2 \operatorname{tg} \varphi + \gamma_2, \end{aligned} \quad (10)$$

Другой важной характеристикой усилителя азимута поляризации является разрешающая способность  $R$ . Согласно [25] для разрешающей способности имеем

$$R = \left| \frac{d\psi}{d\varphi} \frac{\delta\varphi}{\delta\psi} \right| = \sqrt{f^2 \frac{1 - e^2}{1 + e^2} \frac{1 + e_0^2}{1 - e_0^2} \frac{I}{I_0}}, \quad (11)$$

где  $e$  и  $e_0$  – эллиптичности поляризации прошедшей и падающей волн соответственно

$$\left( e = \operatorname{tg} \left( \frac{1}{2} \arcsin \left( \frac{2\operatorname{Im}\chi}{1 + |\chi|^2} \right) \right) \right),$$

а  $I$  и  $I_0$  – интенсивности прошедшей и падающей волн.

В следующем разделе приведены результаты численного анализа усиления поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации.

## Результаты и обсуждение

Несмотря на наличие аналитических формул, из-за их громоздкости анализ усиления поворота плоскости поляризации целесообразно проводить, используя численные методы.

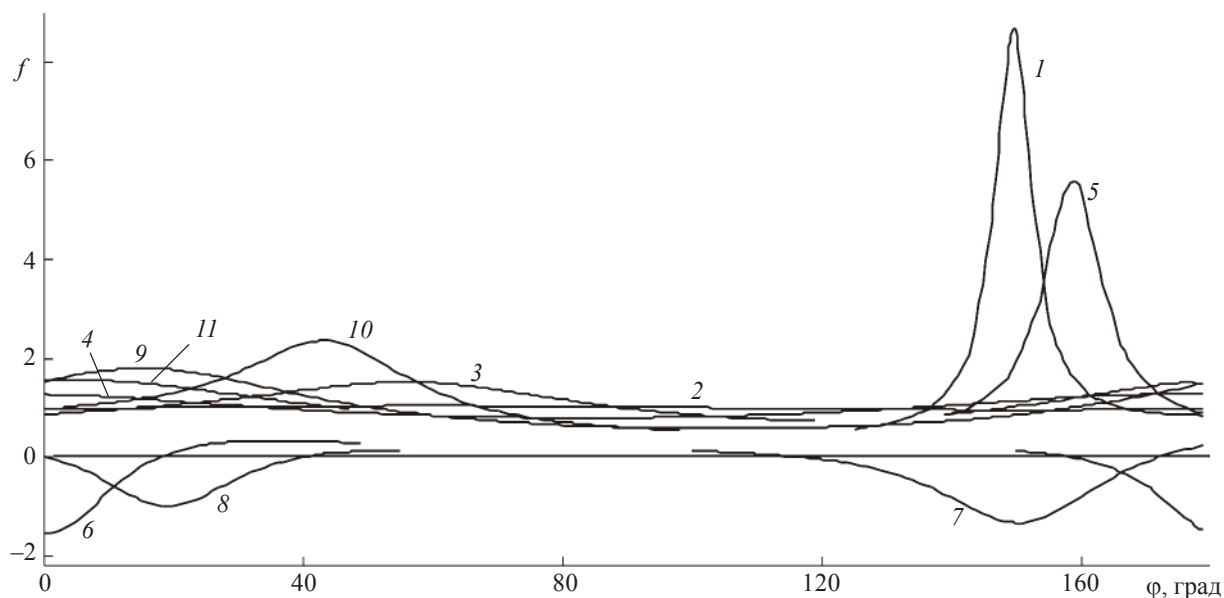
Как показано в работах [34–36], в анизотропных средах в отсутствие внешнего магнитного поля и оптической активности период абсолютного значения  $|f|$  по  $\varphi$  равен  $\pi$ , причем в интервале изменения  $\varphi$  от 0 до  $\pi$  величина  $|f|$  имеет два одинаковых мак-

симума, больших единицы и симметричных относительно оси  $\varphi = \pi/2$ . Как видно из рис. 1 и как показывают вычисления, период  $|f|$  по  $\varphi$  равен  $\pi$  также и в ХЖК, однако при изменении  $\varphi$  от 0 до  $\pi$  величина  $|f|$  имеет только один максимум больше единицы.

Вычисления показывают также, что величины  $f$  и  $R$  сильно зависят от параметра  $\alpha = \sqrt{\frac{\varepsilon_m}{\varepsilon}}$ , где  $\varepsilon_m = (\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp})/2$ ;  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды, граничащей с полупространством и заполненной средой со спиральной структурой;  $\alpha$  – параметр, характеризующий влияние диэлектрических границ (при  $\alpha = 1$  это влияние минимальное);  $d\delta/\sigma$  – параметр, характеризующий интенсивность дифракции;  $d$  – толщина слоя ХЖК,  $\delta = (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp})/(\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp})$ . На рис. 1 представлены зависимости усиления  $f$  от азимута  $\varphi$  при наличии и отсутствии диэлектрических границ, при наличии и отсутствии поглощения (усиления), при различных значениях параметра  $d\delta/\sigma$ . Из представленных графиков, а также из анализа численных расчетов следует, что наличие диэлектрических границ приводит к увеличению эффекта усиления поворота плоскости поляризации, причем значительно (в 12–25 раз), и усилению эффекта невзаимности в ХЖК [40]. Кроме того, отличие  $\alpha$  от 1 приводит к изменению того азимута поляризации падающего света, при котором наблюдается максимальное усиление. Это срав-

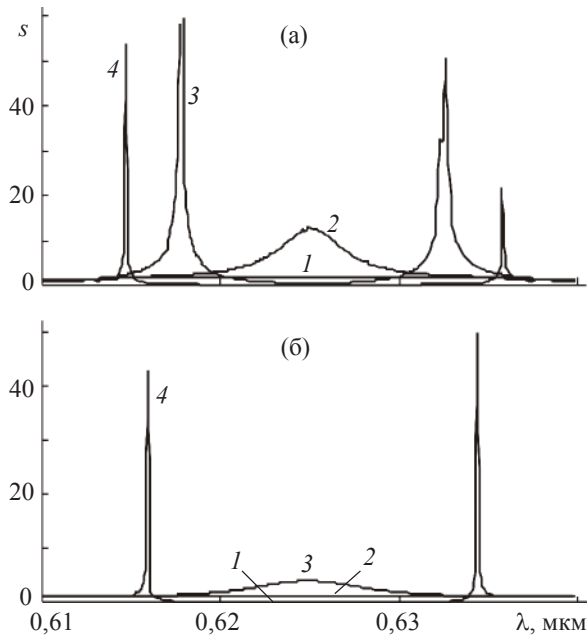
нение с аналогичными расчетами для амплитудных характеристик света (коэффициентов отражения и пропускания и т. д.) показывает, что в отличие от амплитудных характеристик поляризационные характеристики света чувствительны к малым изменениям параметров сред.

Как известно [25–27], усиление поворота плоскости поляризации имеет место благодаря азимутальной неоднородности (неэквивалентности) разных азимутов, обусловленной анизотропией. Но величина усиления поворота плоскости поляризации зависит от многих параметров – длины волны, толщины пластинки, главных значений тензора диэлектрической проницаемости. Вычисления для обычных анизотропных сред показывают, что усиление зависит также от эллиптичности падающего света. Оно максимально, когда поляризация падающего света близка к линейной, и обращается в нуль, когда поляризация падающего света приближается к круговой. В ХЖК добавляется еще один параметр – шаг спирали. При этом влияние анизотропии максимально, когда длина волны в ХЖК равняется шагу спирали и в пределе Могена ( $\sigma \gg \lambda/\delta$ ,  $\lambda$  – длина волны света в вакууме), т. е. когда шаг спирали намного больше длины волны в среде. В последнем случае влияние спиральной закрученности резко уменьшается и ХЖК ведет себя как обычная оптически активная анизотропная среда в отношении поведения  $f$ . При изменении  $\varphi$  от 0 до  $\pi$  в зависимости  $f$  от  $\varphi$  снова появляются два максимума, но в отли-



**Рис. 1.** Зависимости коэффициента усиления  $f$  от азимута  $\varphi$ . 1 –  $\varepsilon_{\parallel}'' = \varepsilon_{\perp}'' = 0$  ( $\alpha = \sqrt{\varepsilon_m}$ ), 2 –  $\varepsilon_{\parallel}'' = \varepsilon_{\perp}'' = 0$  ( $\alpha = 1$ ), 3 –  $\varepsilon_{\parallel}'' = \varepsilon_{\perp}'' = 0,05$ , 4 –  $\varepsilon_{\parallel}'' = 0,1$ ,  $\varepsilon_{\perp}'' = 0$ ; 5 –  $\varepsilon_{\parallel}'' = 0$ ,  $\varepsilon_{\perp}'' = 0,1$ ; 6 –  $\varepsilon_{\parallel}'' = \varepsilon_{\perp}'' = 0,01$ , 7 –  $\varepsilon_{\parallel}'' = -0,02$ ,  $\varepsilon_{\perp}'' = 0$ ; 8 –  $\varepsilon_{\parallel}'' = 0$ ,  $\varepsilon_{\perp}'' = -0,02$  ( $d = 20$  мкм,  $\alpha = \sqrt{\varepsilon_m}$ ); 9 –  $d = 20\sigma$ , 10 –  $d = 30\sigma$ , 11 –  $d = 15\sigma$  ( $\varepsilon_{\parallel}'' = \varepsilon_{\perp}'' = 0$ ,  $\alpha = \sqrt{\varepsilon_m}$ ).  $\varepsilon_{\parallel}' = 2,29$ ,  $\varepsilon_{\perp}' = 2,143$ ,  $\sigma = 0,42$  мкм,  $\lambda = 0,6148$  мкм.





**Рис. 2.** Зависимости  $s$  от длины волны  $\lambda$ . а – при наличии диэлектрических границ ( $\alpha = 1$ ): 1 –  $d = 15\sigma$ , 2 –  $d = 20\sigma$ , 3 –  $d = 30\sigma$ , 4 –  $d = 50\sigma$ ; б – при отсутствии диэлектрических границ ( $\alpha = \sqrt{\epsilon_m}$ ): 1 –  $d = 20\sigma$ , 2 –  $d = 30\sigma$ , 3 –  $d = 50\sigma$ , 4 –  $d = 100\sigma$ , ( $\epsilon''_{\parallel} = \epsilon''_{\perp} = 0$ ). Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

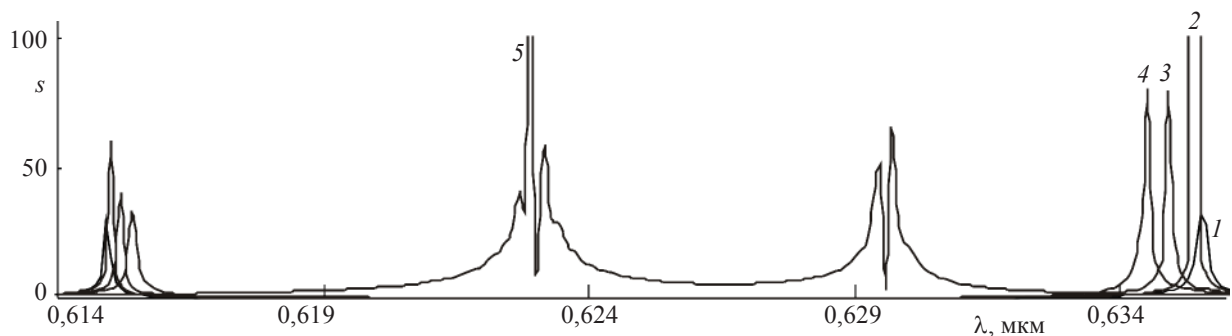
чие от обычных анизотропных сред из-за слабого влияния спиральности эти максимумы не симметричны относительно кривой  $\psi = \pi/2$ , как это наблюдается в анизотропных средах. Отличием  $f$  от единицы объясняется зависимость поворота плоскости поляризации от ориентации директора на входной поверхности слоя ХЖК [41]. В другом предельном случае, когда шаг спирали намного меньше длины волны, влияние анизотропии исчезает, ХЖК относительно  $f$  ведет себя как изотропная оптически активная среда с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_m$ . В промежуточных случаях влияние анизотропии осциллирует.

Для того чтобы более полно представить картину возможностей усиления слоем ХЖК при его различных параметрах, мы вычислили зависимость  $s = |f_{\max}|$  от длины волны при изменении  $\varphi$  от 0 до  $\pi$  и при различных параметрах задачи. На рис. 2а и 2б представлены зависимости  $s$  от длины волны соответственно при наличии диэлектрических границ ( $\alpha = 1$ ) и при их отсутствии ( $\alpha = \sqrt{\epsilon_m}$ ). Сравнение этих зависимостей показывает, что если в случае  $\alpha = 1$  при  $d = 20\sigma$  и  $d = 30\sigma$   $s$  имеет максимальное значение в центре области селективного дифракционного отражения (ОСО) и с дальнейшим увеличе-

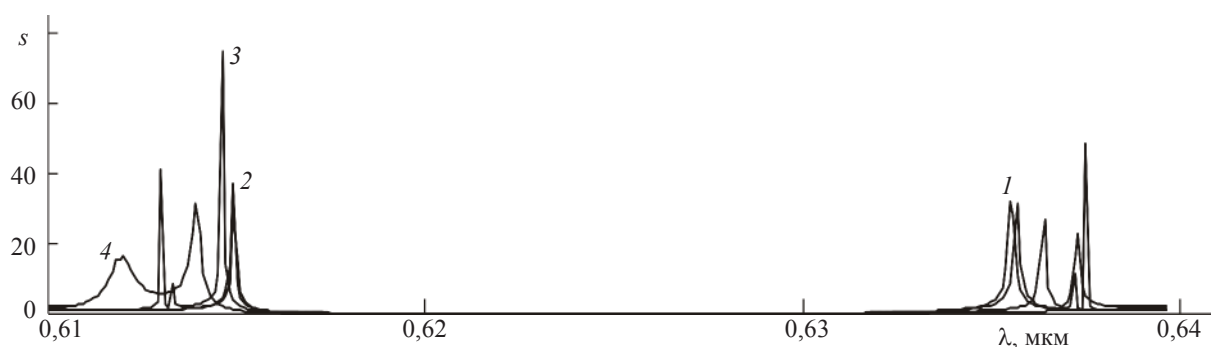
нием параметра  $d\delta/\sigma$  происходит расщепление этого пика на два пика, которые с дальнейшим увеличением  $d\delta/\sigma$  смещаются к границам ОСО, то в случае  $\alpha = \sqrt{\epsilon_m}$  уже при  $d = 30\sigma$  этот пик расщеплен. Таким образом, отличие  $\alpha$  от единицы фактически эквивалентно (из-за многократных френелевских отражений) эффективному увеличению толщины слоя ХЖК и, следовательно, эффективному увеличению параметра  $d\delta/\sigma$ .

Так как в толстых слоях ХЖК в идеальном случае (при  $\alpha = 1$ ) в ОСО распространяется только свет с одной круговой поляризацией (другая – с поляризацией, совпадающей со знаком спирали, – почти полностью отражается), то здесь теряется память об ориентации поляризации падающего света относительно направления директора и производная  $f' \approx 0$ , причем чем толще ХЖК, тем полнее происходит отражение резонансной круговой поляризации и тем значение  $f'$  ближе к нулю. Отличие  $\alpha$  от единицы приводит к тому, что прошедшая волна становится эллиптически поляризованной, причем эллиптичность поляризации в ОСО из-за многократных отражений слабо зависит от азимутального угла поляризации падающего света. В результате  $f'$  начинает немного отличаться от нуля. Увеличение толщины слоя ХЖК опять приводит к уменьшению  $f'$  в ОСО. На границах ОСО, когда уже в ХЖК распространяются обе круговые поляризации, а влияние анизотропии большое, усиление получается максимальным. При удалении от границ ОСО  $s$  уменьшается, осциллируя, но всегда оставаясь больше единицы. При  $d\delta/\sigma \ll 1$  роль анизотропии резко уменьшается и поэтому  $f' \approx 1$ . В обычных анизотропных средах при  $d\Delta n\lambda \ll 1$  усиление также отсутствует. В промежуточном случае  $d\delta/\sigma \approx 1$ , в ОСО распространяются волны обеих круговых поляризаций (коэффициент отражения дифрагирующей круговой поляризации в ОСО при этом порядка 0,5). Поэтому в центре ОСО наблюдается максимальное усиление.

Перейдем к исследованию влияния поглощения (усиления) на усиление поворота плоскости поляризации. При наличии поглощения (усиления) диэлектрическая проницаемость становится комплексной величиной, причем, если при наличии поглощения мнимые части компонентов тензора диэлектрической проницаемости положительные величины, то при усиливающей среде они отрицательные. Поглощение (усиление) приводит как к изменению максимального усиления, так и к смещению максимума усиления по оси  $\varphi$ . Как было показано выше, в толстых образцах ХЖК кривая  $s(\lambda)$  имеет два пика, находящиеся на границах ОСО. Назовем их коротковолновым и длинноволновым максимумами величины  $s$ . На рис. 3 представлены



**Рис. 3.** Зависимости  $s$  от длины волны  $\lambda$  при различных значениях поглощения.  $1 - \epsilon''_{\parallel} = \epsilon''_{\perp} = 0$ ,  $2 - \epsilon''_{\parallel} = \epsilon''_{\perp} = 0,001$ ,  $3 - \epsilon''_{\parallel} = \epsilon''_{\perp} = 0,005$ ,  $4 - \epsilon''_{\parallel} = \epsilon''_{\perp} = 0,01$ ,  $5 - \epsilon''_{\parallel} = \epsilon''_{\perp} = 0,05$ . ( $d = 20$  мкм,  $\alpha = \sqrt{\epsilon_m}$ ). Остальные параметры те же, что и на рис. 1.



**Рис. 4.** Зависимости  $s$  от длины волны  $\lambda$  при различных значениях усиления.  $1 - \epsilon''_{\parallel} = \epsilon''_{\perp} = 0$ ,  $2 - \epsilon''_{\parallel} = \epsilon''_{\perp} = -0,001$ ,  $3 - \epsilon''_{\parallel} = \epsilon''_{\perp} = -0,005$ ,  $4 - \epsilon''_{\parallel} = \epsilon''_{\perp} = -0,01$ . ( $d = 20$  мкм,  $\alpha = \sqrt{\epsilon_m}$ ). Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

зависимости  $s$  от длины волны  $\lambda$  для различных значений поглощения (рассмотрен случай изотропного поглощения, т. е. случай  $\epsilon''_{\parallel} = \epsilon''_{\perp}$ ). Для сравнения на этом же рисунке показана также эта зависимость при отсутствии поглощения (кривая  $1$ ). Как видно из рисунка, наличие поглощения приводит к смещению пиков кривой  $s(\lambda)$ , причем его коротковолновый пик смещается в сторону длинных волн, а длинноволновый – в сторону коротких. Вследствие этого на длинах волн, близких к соответствующим максимуму  $s$  длинам 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. С другой стороны, смещение коротковолнового пика в сторону длинных волн и длинноволнового в сторону коротких происходит при уменьшении параметра  $d\delta/\sigma$ , что означает, что наличие поглощения приводит к эффективному уменьшению параметра  $d\delta/\sigma$ .

На рис. 4 представлены зависимости  $s$  от длины волны  $\lambda$  для различных значений резонансного уси-

ления (как и выше, рассмотрен случай изотропного усиления, т. е. случай  $\epsilon''_{\parallel} = \epsilon''_{\perp}$ ). Для сравнения на этом же рисунке приведена зависимость в случае отсутствия усиления (кривая  $1$ ). Как видно из рисунка, наличие усиления также приводит к смещению пиков кривой  $s(\lambda)$ , однако в этом случае его коротковолновый пик смещается в сторону коротких волн, а длинноволновый – в сторону длинных волн, что означает, что наличие усиления приводит к эффективному увеличению параметра  $d\delta/\sigma$ . Сравнение этих кривых с зависимостями в отсутствие усиления, а также в присутствии поглощения показывает, что в этом случае появляются дополнительные пики в спектрах  $s(\lambda)$ .

Отметим, что величина  $R_{\max}$  ( $R_{\max}$  – значение  $R$  при  $|f| = |f|_{\max}$ ) в основном имеет те же закономерности, что и  $s$ , однако значительно уступает ей по величине из-за большой эллиптичности поляризации, а на определенных частотах (в частности, в ОСО) также из-за уменьшения интенсивности прошедшей волны. Поэтому условие  $R_{\max} > 1$  имеет место только вблизи границ ОСО и в пределе Могена.



## Заключение

Исследованы особенности усиления поворота плоскости поляризации при прохождении света через слой ХЖК, обогащенный молекулами поглощающей (усиливающей) среды. Из представленных результатов следует, что слой ХЖК также можно использовать для усиления поворота плоскости поляризации и для стабилизации азимута поляризации. Но в отличие от обычных изотропных или анизотропных сред в ХЖК увеличивается число тех параметров, от которых зависит коэффициент усиления (добавляется шаг спирали). Кроме того, параметры ХЖК легко управляемы, управлять можно также поглощением (усилением). Однако здесь следует отметить существенный недостаток. При использовании слоя ХЖК прошедший через него свет в общем случае имеет эллиптическую поляризацию, а на азимутах максимального усиления эта эллиптичность стремится к единице, что приводит к существенному уменьшению разрешающей способности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. Пер. с англ. / Под ред. А.В. Ржанова и К.К. Свиташева. М.: Мир, 1981. 584 с.
2. Запаский В.С. Методы высокочувствительных поляриметрических измерений // ЖПС. 1982. Т. 37. С. 181.
3. Свиташев К.К., Хасанов Г. Измерения малых вращений плоскости поляризации // Опт. и спектр. 1982. Т. 54. С. 538.
4. Collett E. Polarized Light. N. Y.: Dekker, 1993.
5. Tompkins H.G., McGahan W.A. Spectroscopic Ellipsometry and Reflectometry: A User's Guide. N. Y.: Wiley, 1999.
6. Blakeney S.L., Day S.E., Stewart J.N. Determination of unknown input polarization using a twisted nematic liquid crystal display with fixed components // Opt. Commun. 2002. V. 214. P. 1–8.
7. Xu Kun, Yitang Dai. A novel method of automatic polarization measurements and its applications to the higher-order PMD measurements // Opt. Commun. 2003. V. 215. P. 309–314.
8. Yu-Lung Lo, Yu. Tsung-Chih. A polarimetric glucose sensor using a liquid crystal polarization modulator driven by a sinusoidal signal // Opt. Commun. 2006. V. 259. P. 40–48.
9. Алексеев В.А., Зельдович Б.Я., Собельман И.И. Об эффектах несохранения четности в атомах // УФН. 1976. Т. 118. С. 385–408.
10. Хриплович И.Б. Несохранение четности в атомных явлениях. М.: Наука, 1981. 224 с.
11. Петров С.С. Светоиндуцированная анизотропия и гиротропия поляризационно-чувствительных сред // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 3. С. 81–83.
12. Малькин Г.Б., Неймарк Ю.И. Неголономная связь состояния поляризации света и угла скрутки одномодового световода с линейным двупреломлением // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 11. С. 128–129.
13. Wieman C., Hänsch T.W. Doppler-free polarization spectroscopy // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 1170–1173.
14. Weiglhofer W.S., Lakhtakia A. Causality and natural optical activity (chirality) // JOSA A. 1996. V. 13. P. 385–386.
15. Bungay A.R., Svirko Yu.P., Zheludev N.I. Equivalency of the Casimir and Landau-Lifshitz approaches to continuous-media electrodynamics and optical activity on reflection // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. P. 11730–11735.
16. Vinogradov A.P., Aivazyan A.V. Scaling theory for homogenization of the Maxwell equations // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. P. 987–993.
17. Vinogradov A.P. On the form of constitutive equations in electrodynamics // Usp. Fiz. Nauk. 2002. V. 172. P. 363–370.
18. Lakhtakia A. Optical properties of an isotropic optically active medium at oblique incidence: comment // JOSA A. 2002. V. 19. P. 807–808.
19. Litfin G., Pollock C.R., Curl R.F., Tittel F.K. Sensitivity Enhancement of laser absorption spectroscopy by magnetic rotation effect // J. Chem. Phys. 1980. V. 72. P. 6602–6605.
20. Bassiri S., Papas C.H., Engheta N. Electromagnetic wave propagation through a dielectric-chiral interface and through a chiral slab // JOSA A. 1988. V. 4. P. 1450–1459.
21. Schmidt M., Eidner K. Electromagnetic wave propagation through an isotropic chiral slab: solution for oblique incidence // Optik. 1990. V. 80. P. 43–46.
22. Lalov I.J., Miteva A.I. Multibeam interference, total internal reflection and optical activity // Mod. Opt. 1990. V. 38. P. 395–411.
23. Silverman M.P., Badoz M.P. Interferometric enhancement of chiral asymmetries: ellipsometry with an optically active Fabry-Perot interferometer // JOSA A. 1994. V. 11. P. 1894–1917.
24. Константинова А.Ф., Набатов Б.В. Появление оптической активности в одноосных кристаллах планарных классов // Кристаллография. 1995. Т. 40. С. 219–222.
25. Гананетян М.А., Геворгян А.А., Ерицян О.С., Ниноян Ж.О. Экспериментальное наблюдение усиления поворота плоскости поляризации и стабилизации азимута поляризации // Изв. АН Армении. Физика. 1987. Т. 22. С. 101–107.
26. Геворгян А.А. Явление азимутальной неоднородности в холестерических жидких кристаллах // ФНТ. 1987. Т. 13. С. 668.
27. Варданян Г.А., Геворгян А.А. Усиление поворота плоскости поляризации и стабилизация азимута поляризации анизотропной пластинкой // Изв. НАН Армении. Физика. 1996. Т. 31. С. 267–275.

28. *Гарибян В.Х., Геворгян А.А., Ерицян О.С., Хачатрян Ж.Б.* Усиление слабых эффектов гиротропии в СВЧ области // Изв. АН Армении. Физика. 1997. Т. 32. С. 20–26.
29. *Геворгян А.А.* Отражение и прохождение света через слой естественно-гиротропной среды, находящейся во внешнем магнитном поле // Опт. спектр. 2001. Т. 91. С. 830–836.
30. *Kobayashi J., Uesu Y.* A new optical method and apparatus HAUP for measuring simultaneously optical activity and birefringence of crystals. I. Principles and construction // J. Appl. Crystallogr. 1983. V. 16. P. 204–211.
31. *Kobayashi J., Kumomi H., Saito K.* Improvement of the accuracy of HAUP, high-accuracy universal polarimeter: application to ferroelectric  $[\text{N}(\text{CH}_3)_4]\text{ZnCl}_4$  // J. Appl. Crystallogr. 1986. V. 19. P. 377–381.
32. *Kobayashi J., Asahi T., Takahashi S., Glazer A.M.* Evaluation of the systematic errors of polarimetric measurements: application to measurements of the gyration tensors of  $\alpha$ -quartz by the HAUP // J. Appl. Crystallogr. 1988. V. 21. P. 479–484.
33. *Kobayashi J., Asahi T., Sakurai M., Takahashi M., Okubo K.* Optical properties of superconducting  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  // Phys. Rev. A. 1996. V. 53. P. 11784–11795.
34. *Gevorgyan A.H., Grigoryan A.A., Kocharian A., Khachatryan A.Zh., Mikaelyan L.O., Sedrakyan A.M., Vardanyan G.A.* Polarization plane's weak rotation amplifiers and polarization azimuth stabilizers // Optik. 2006. V. 117. P. 309–316.
35. *Gevorgyan A.H., Kocharian A., Khachatryan Zh.B., Mkhitarian S., Vardanyan G.A.* Polarization plane's weak rotation amplifiers and polarization azimuth stabilizers // Proc. SPIE. 2005. V. 5758. P. 345–355.
36. *Геворгян А.А., Седракян А.М.* Об усилении поворота плоскости поляризации усиливающей анизотропной пластинкой // Изв. АН Армении. Физика. 2006. Т. 41. С. 345–352.
37. *Yablonoich E.* Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2059–2062.
38. *John S.* Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2486–2489.
39. *Геворгян А.А.* Отражение и прохождение света через слой, обладающий диэлектрической и магнитной спиральностью. I. Матрицы Джонса. Собственные поляризации // Опт. и спектр. 2000. Т. 89. С. 685–692.
40. *Геворгян А.А.* Оптический диод на основе слоя СПС с большой анизотропией, находящегося во внешнем магнитном поле // ЖТФ. 2002. Т. 72. № 8. С. 77–84.
41. *Де Жен П.Ж.* Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977.