

## СОДЕРЖАНИЕ

### ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

- 3 Особенности излучения хиральных фотонных кристаллов при отсутствии локального преломления и наклонном падении света на слой  
Алавердян Р.Б., Геворгян А.А., Чилингарян А.Д., Чилингарян Ю.С.

### ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ТЕХНИКА

- 11 Фемтосекундный генератор на кристалле Yb:KYW с прямой лазерной диодной накачкой  
Яшин В.Е., Кулик А.В., Салль Е.Г., Чижов С.А., Kim G.H., Lee D.S., Kang U.
- 17 Лазерная обработка кактусов семейства *Opuntia*  
Ponce L., Flores L., Arronte M., Парфенов В.А., Ковальчук Л.В., Bartoli L.

### РАСЧЕТ, ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ПРОИЗВОДСТВО ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

- 24 Расчет трехмерной структуры околофокусного дифракционного поля в каустической зоне аберрированного сходящегося лазерного пучка  
Осипов В.Ю., Бузников А.А.
- 31 Условие устранения пространственных искажений в стереоскопическом микроскопе Грену  
Гребенюк К.А., Петров В.В.
- 36 Диффузное отражение в светозащитных блендах  
Романов А.Е.

### ИКОНИКА – НАУКА ОБ ИЗОБРАЖЕНИИ

- 42 Количественное описание законов перцептивного группирования с помощью принципа репрезентационной минимальной длины описания  
Потапов А.С., Петроченко В.Г.

### ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ

- 48 Поляризационные характеристики полимерно-жидкокристаллических дифракционных решеток  
Жаркова Г.М., Петров А.П., Самсонова И.В., Стрельцов С.А., Хачатурян В.М.

**53 Многоэлементные ИК приемники на основе барьеров Шоттки, чувствительные к излучению с энергией квантов меньше высоты потенциального барьера**  
Иванов В.Г., Иванов Г.В., Каменев А.А.

**60 Новый способ крепления астрономических зеркал с отверстием в центре**  
Клевцов Ю.А.

## **ОПТИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ**

**65 Запись поляризационных голограмм в пленках поликомплекса азобензола с кобальтом**  
Давиденко Н.А., Давиденко И.И., Павлов В.А., Попенака А.Н., Савченко И.А., Шумелюк А.Н.

**70 Электрооптические свойства пленок азополимеров и поликомплексов с донорными и акцепторными заместителями**  
Давиденко Н.А., Давиденко И.И., Попенака А.Н., Савченко И.А.

## **ИНФОРМАЦИЯ**

**74 Международная конференция “Оптоинформатика-2008”**

**75 Коллективная монография “Оптика наноструктур”**

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

**77 Монография “Выдающиеся русские ученые М.В. Ломоносов, Д.С. Рождественский, С.И. Вавилов и научная школа Государственного оптического института”**

---

Сдано в набор 05.05.08. Подписано в печать 00.00.08. 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**

# ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

УДК 548.0: 532.783

## ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ХИРАЛЬНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ ОТСУТСТВИИ ЛОКАЛЬНОГО ПРЕЛОМЛЕНИЯ И НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ СВЕТА НА СЛОЙ

© 2008 г. Р. Б. Алавердян, доктор физ.-мат. наук; А. А. Геворгян, доктор физ.-мат. наук;  
А. Д. Чилингарян; Ю. С. Чилингарян, доктор физ.-мат. наук  
Ереванский государственный университет, г. Ереван, Армения  
E-mail: agevorgyan@ysu.am

Рассмотрено распространение света через планарный слой усиливающего хирального фотонного кристалла (ХФК). Исследован один предельный случай, а именно случай локально изотропно-преломляющего, но анизотропно-усиливающего ХФК. Исследованы особенности спектров отражения, пропускания, поворота плоскости поляризации и эллиптичности поляризации как при отсутствии диэлектрических границ, так и при их наличии. Изучены свойства собственных поляризаций.

Коды OCIS: 260.2130, 160.3710, 230.3720, 230.1480, 999.9999.

*Поступила в редакцию 26.02.2008.*

### Введение

Теоретическое и экспериментальное исследование оптических свойств фотонных кристаллов (ФК) продолжает оставаться в центре внимания специалистов, так как результаты этих исследований могут найти непосредственное техническое применение в оптоэлектронных приборах нового поколения. В последнее время хиральные фотонные кристаллы (ХФК), в том числе холестерические жидкие кристаллы, хиральные смектики, искусственные хирально-сконструированные кристаллы и т. д. находят широкое применение, в частности, в высокоэффективных жидкокристаллических дисплеях, как поляризационные фильтры и зеркала, в поляризационных системах освещения изображения, как источники круговой поляризации, как модуляторы и т. д. [1–7]. В средах с усилением, в частности, в холестерических жидких кристаллах (ХЖК), обогащенных флуоресцентными гость-молекулами, причем так, что пик флуоресцентного излучения или находится в области дифракционного отражения (ОДО), или перекрывает ее, периодическая структура среды существенно влияет на спектр излучения [8–12]. Внутри ОДО (называемой также фотонной запрещенной зоной) волна затухающая и уменьшается экспоненциально (волна эванесцентная), вследствие чего спонтанное излучение подавляется. Это объясняется тем, что фотонная плотность состояния (ФПС) стремится к нулю, а поскольку интен-

сивность спонтанного излучения пропорциональна ФПС, то она также стремится к нулю [13, 14]. На границах фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) происходит резкое увеличение времени жизни спонтанного излучения  $\tau_s$  (вне ФЗЗ  $\tau_s$  уменьшается с осцилляциями), сильно увеличивая вынужденное излучение. И так как шаг спирали ХЖК можно изменить, а также управлять этим изменением, то появляется возможность управлять длиной волны лазерного излучения, что имеет огромное значение с точки зрения практики [8–19]. Исследовано влияние электрического поля [7], температуры [8, 11] и светового излучения [9] на лазерные свойства обогащенных лазерными красителями слоев ХЖК. В работе [20] аналитически исследована возможность низкороговой генерации в ХЖК при дифракции волны накачки.

Особенности спектров отражения и пропускания ХФК с усилением рассмотрены в работах [14, 20–22]. На усиление света в ХФК существенное влияние оказывают дифракция света на периодической структуре среды, дифракция света в конечном слое, концентрация молекул лазерного красителя и наличие диэлектрических границ. Для полного представления вкладов каждого из этих факторов на свойства излучения усиливающих ХФК в данной работе мы будем исследовать один предельный случай, а именно случай усиления ХФК при отсутствии локального преломления. То есть будем рассматривать ХФК, главные значения тензора диэлектриче-

ской проницаемости которого имеют вид  $\varepsilon_{1,2} = \varepsilon_0 + i\varepsilon''_{1,2}$ , где  $\varepsilon_0$  – реальная часть компонентов тензора диэлектрической проницаемости, который предполагается одинаковым для всех компонентов. Случай поглощения, когда  $\varepsilon''_1$  и  $\varepsilon''_2$  положительные величины, рассмотрен в работах [23, 24]. Мы рассмотрим случай усиления, когда  $\varepsilon''_1$  и  $\varepsilon''_2$  отрицательные величины, и будем сравнивать наши результаты с результатами работ [23, 24], полученными для случая поглощения. Отметим, что такой случай может реализоваться при растворении в изотропной гиротропной жидкости молекул красителя с анизотропным усилением.

### Метод расчета

Рассмотрим отражение и прохождение света через слой ХФК. Будем рассматривать случай наклонного падения света на слой. Проблема нахождения амплитуд отраженной и прошедшей волн может быть представлена как

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

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,  $\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{bmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{bmatrix}$ ,  $\mathbf{n}_p$  и

$\mathbf{n}_s$  – орты  $p$ - и  $s$ -поляризации. Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна, приспособленным к решению задач данного типа. Суть метода заключается в следующем [4]. Если имеется система, состоящая из приложенных друг к другу “слева направо” двух систем “ $A$ ” и “ $B$ ”, то матрицы отражения  $\hat{R}_{A+B}$  и пропускания  $\hat{T}_{A+B}$  при падении света на систему “ $A+B$ ” с левой стороны выразятся через соответствующие матрицы составляющих подсистем “ $A$ ” и “ $B$ ” в форме

$$\begin{aligned} \hat{R}_{A+B} &= \hat{R}_A + \hat{T}_A \hat{R}_B \left[ \hat{I} - \hat{R}_A \hat{R}_B \right]^{-1} \hat{T}_A, \\ \hat{T}_{A+B} &= \hat{T}_B \left[ \hat{I} - \hat{R}_A \hat{R}_B \right]^{-1} \hat{T}_A. \end{aligned} \quad (2)$$

Тильдой обозначены соответствующие матрицы Джонса в случае обратного направления распространения света. Численные расчеты будем выполнять по следующей схеме. Сначала вычислим матрицы отражения и пропускания для одного шага. Для этого слой ХФК толщиной  $d = \sigma$  ( $\sigma$  – шаг спирали) разобьем на большое число тонких слоев с толщинами  $d_1, d_2, d_3, \dots, d_N$ . Если их максимальная толщина мала, то можно считать, что каждый слой представ-

ляет собой пластинку с линейным двулучепреломлением, а сам слой с  $d = \sigma$  – стопку параллельных весьма тонких двулучепреломляющих слоев, причем главные оси каждого последующего слоя повернуты относительно осей предыдущего на малый угол  $2\pi/N$ . Тогда согласно [4] задача определения  $\hat{R}$  и  $\hat{T}$  слоя с  $d = \sigma$  сводится к решению следующей системы разностных матричных уравнений:

$$\begin{aligned} \hat{R}_j &= \hat{r}_j + \hat{t}_j \hat{R}_{j-1} \left( \hat{I} - \hat{r}_j \hat{R}_{j-1} \right)^{-1} \hat{t}_j, \\ \hat{T}_j &= \hat{T}_{j-1} \left( \hat{I} - \hat{r}_j \hat{R}_{j-1} \right)^{-1} \hat{t}_j, \end{aligned} \quad (3)$$

с  $\hat{R}_0 = \hat{0}$ ,  $\hat{T}_0 = \hat{I}$  ( $\hat{0}$  – нулевая матрица,  $\hat{I}$  – единичная матрица). Здесь  $\hat{R}_j, \hat{T}_j, \hat{R}_{j-1}, \hat{T}_{j-1}$  – матрицы Джонса для сред  $j$ - и  $(j-1)$ -двулучепреломляющими слоями соответственно;  $\hat{r}_j, \hat{t}_j$  – матрицы Джонса  $j$ -го отдельного двулучепреломляющего слоя; тильдой обозначены соответствующие матрицы Джонса в случае обратного направления распространения света. Так как при нормальном падении света на слой ХЖК конечной толщины точное аналитическое решение граничной задачи известно [23], то, используя его, можно выбирать минимальное значение параметра  $N$ . Мы выбрали его равным 200, что является оптимальным. Максимальное значение выбирается из условия, что дальнейшее увеличение  $N$  не влияет на точность вычислений.

Таким образом, задача сводится к вычислению матриц Джонса двулучепреломляющего слоя. Аналитическое решение этой задачи хорошо известно [25].

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

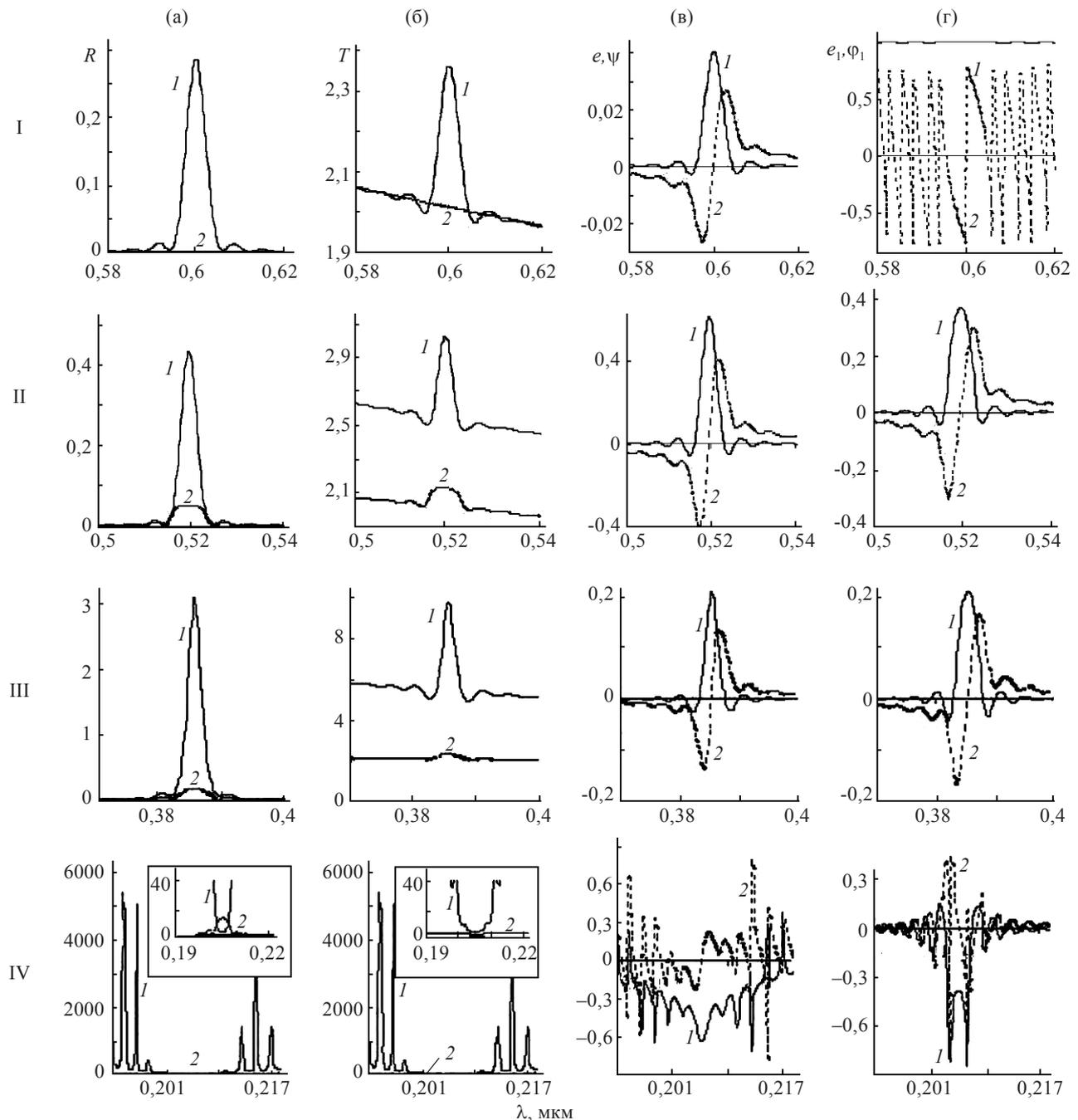
### Результаты и обсуждение

Мы будем исследовать особенности отражения (пропускания) для волн с собственными поляризациями (СП). Как известно, СП – это две поляризации, которые не изменяются при прохождении света через систему, а собственные значения – это значения передаточной функции для комплексной амплитуды, соответствующие СП [26]. Из определения СП следует, что они должны быть связаны с поляризациями внутренних волн (собственных

мод), возбуждаемых в среде. В СП учтено влияние диэлектрических границ.

Как известно, в случае наклонного падения света в оптике ХФК с отличным от нуля локальным преломлением проявляются качественные особенности по сравнению со случаем нормального падения. Существуют высшие порядки отражения на частотах, кратных брэгговской частоте. При наклонном падении света волны с обеими СП становятся дифракционными (одна из них является сильновзаимодействующей, другая – слабовзаимодействующей). Причем при больших углах падения образуется область полного (не селективного по отношению к поляризации) дифракционного отражения. При больших углах падения возникает трехпиковая дифракционная область с центральной областью полного отражения и боковыми областями селективного отражения.

На рис. 1 представлены спектральные зависимости ряда величин, характеризующих данную систему, при различных углах падения. В первой (а)



**Рис. 1.** Зависимости отражения  $R$  (а), пропускания  $T$  (б), эллиптичности поляризации  $e$  и вращения плоскости поляризации  $\psi$  (в), а также эллиптичности  $e_1$  и азимута  $\phi_1$  первой СП (г) от длины волны падающего света в случае минимального влияния диэлектрических границ ( $\epsilon = \epsilon_0$ ) при углах падения  $\theta = 0^\circ$  (I),  $30^\circ$  (II),  $50^\circ$  (III) и  $70^\circ$  (IV). Параметры слоя ХФК:  $\epsilon_0 = 2,25$ ,  $\epsilon_1'' = -0,01$ ,  $\epsilon_2'' = 0$ ,  $\sigma = 0,4$  мкм,  $d = 50\sigma$ . Остальные пояснения см. в тексте.

и второй (б) колонках представлены соответственно спектры отражения  $R$  и пропускания  $T$ . Падающий на систему свет имеет сильновзаимодействующую (1) и слабодействующую (2) СП. Спираль ХФК правая. В третьей колонке (в) представлены спектры эллиптичности поляризации  $e$  (1) и вращения плоскости поляризации  $\psi$  (2) прошедшего света. В этом случае падающий на систему свет имеет линейную поляризацию. В четвертой колонке (г) представлены спектры эллиптичности  $e_1$  (1) и азимута  $\varphi_1$  (2) первой СП. Эллиптичность  $e_2$  и азимут  $\varphi_2$  второй СП отличаются от  $e_1$  и  $\varphi_1$  практически только знаком:  $e_2 \approx -e_1$ ,  $\varphi_2 \approx -\varphi_1$ . Рассмотрен случай минимального влияния диэлектрических границ, т. е. случай, когда  $\text{Re}\varepsilon_m = \varepsilon$  ( $\text{Re}\varepsilon_m = \text{Re}\left(\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}\right) = \varepsilon_0$ ,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды, ограничивающей с обеих сторон слой ХФК).

Как видно из рисунка, в отличие от сред с отличным от нуля  $\text{Re}\varepsilon_a = \text{Re}\left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2}\right)$ , для которых существует конечная ОДО, в этом случае ОДО как таковая отсутствует, происходит дифракционное отражение, максимум которого находится на длине волны

$$\begin{aligned} \lambda_0 &\approx \sigma \bar{n} \cos\theta \sqrt{1 - \frac{\delta}{2} \sin^2\theta} \approx \\ &\approx \sigma \bar{n} \cos\theta \left(1 - \frac{\varepsilon_1''^2}{32\varepsilon_0^2} \sin^2\theta\right). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $\bar{n} = \sqrt{\varepsilon_0}$ ,  $\delta = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}$ ,  $\theta$  – угол падения (здесь и далее для простоты предполагалось, что  $\varepsilon_2'' = 0$ ). Коэффициент пропускания (в отличие от сред с не равной нулю величиной  $\text{Re}\varepsilon_a = \text{Re}\left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2}\right)$ ) также имеет максимум на длине волны  $\lambda_0$ , т. е. здесь мы имеем эффект дифракционного увеличения пропускания, аналогичный эффекту дифракционного увеличения пропускания в случае поглощения, описанном в работе [23]. Интересная ситуация возникает при больших углах падения (см. рис. 1а, 1б, IV ряд). Здесь пики в спектрах отражения и пропускания заменяются провалами (исключение составляет спектр отражения для слабодействующей СП, где на длине волны  $\lambda_0$  мы имеем локальный максимум). Такое поведение спектров отражения и пропускания имеет свое объяснение. Нужно иметь в виду, что параметром  $|\varepsilon_1''|$  определяется и дифракционная эффективность среды  $d|\varepsilon_1''|/\sigma$ , и усиление света системой. Увеличение угла падения приводит к увеличению дифракционной эффективности. Увеличение же дифракционной эффективности при-

водит к дифракционному подавлению излучения, аналогичному дифракционному подавлению поглощения. Характерно, что подавление усиления наблюдается и в спектре отражения, и в спектре пропускания. Этим случай усиления отличается от случая поглощения [24]. В случае поглощения (т. е. в случае, когда  $\varepsilon_1''$  отрицательная величина) спектр пропускания имеет пик при произвольном угле падения и при произвольном значении  $\varepsilon_1''$  (естественно, речь идет о дифрагирующих СП). Дифракционное подавление излучения при больших углах падения приводит к интересным следствиям. Так, если при малых углах падения эллиптичность поляризации прошедшего света имеет положительный пик и с увеличением угла падения значение эллиптичности на пике увеличивается, то при больших углах падения этот положительный пик заменяется отрицательным пиком (см. рис. 1в). В случае обычных ХФК эти спектры вращения и эллиптичности намного сложнее [27, 28].

При нормальном падении СП представляют собой две (правую и левую) практически круговые поляризации. При наклонном падении эллиптичности СП имеют пики на длине волны  $\lambda_0$ , и значения эллиптичностей СП на пиках уменьшаются (по модулю) с увеличением угла падения. При наклонном падении вне частотной области пиков СП представляют собой две квазилинейные поляризации [24].

На рис. 2 представлены те же, что и на рис. 1, зависимости в случае  $\varepsilon_1'' = -0,1$ , т. е. при в 10 раз большем (по модулю), чем на рис. 1, значении  $|\varepsilon_1''|$  (вместо  $R(\lambda)$  и  $T(\lambda)$  представлены  $\ln R(\lambda)$  и  $\ln T(\lambda)$ ). Как видно из рисунков, в этом случае уже при нормальном падении наблюдается подавление излучения дифрагирующей СП (кривые  $\ln R(\lambda)$  и  $\ln T(\lambda)$  для дифрагирующей СП на длине волны  $\lambda_0$  вместо пика имеют провал). Эллиптичность прошедшего света вместо положительного пика имеет отрицательный пик. Отметим, что в случае поглощения при одном и том же значении  $|\varepsilon_1''|$  эллиптичность имеет положительный пик. Обратим внимание на еще один интересный факт. Если при малых значениях  $|\varepsilon_1''|$  максимальное значение вращения плоскости поляризации увеличивается с увеличением угла падения, что естественно, то, как видно из рис. 2, при больших значениях  $|\varepsilon_1''|$  максимальное вращение уменьшается с увеличением угла падения.

На рис. 3 представлены те же, что и на рис. 1, спектры при наличии диэлектрических границ, т. е. при отличии  $\varepsilon_m$  от  $\varepsilon$ . Спектры соответствуют случаю  $\varepsilon = 1$ , т. е. случаю, когда слой ХФК находится в вакууме. Сравнение этих кривых с аналогичными кривыми на рис. 1 (соответствующими случаю минимального влияния диэлектрических границ) по-

казывает наличие в представленных спектрах сильных осцилляций, обусловленных френелевскими отражениями (в случае поглощения эти осцилляции отсутствуют). В случае наклонного падения при увеличении угла падения амплитуда этих осцилляций для слабовзаимодействующей СП увеличивается, а для сильновзаимодействующей СП уменьшается. Отметим еще одну важную особенность, а именно в этом случае (т. е. при наличии диэлектрических границ) при нормальном падении СП представля-

ют квазилинейные поляризации ( $\epsilon_1 \approx 0,1$ ). Известно, что с увеличением разности между средней диэлектрической проницаемостью ХФК и диэлектрической проницаемостью среды, граничащей с обеих сторон со слоем ХФК, СП из квазикруговых поляризаций превращаются в квазилинейные поляризации [29]. В результате, если в пределе  $\alpha = 1$  ( $\alpha = \epsilon_m/\epsilon$ ) среда проявляет полную селективность по отношению к круговым поляризациям (при нормальном падении), то в пределах  $\alpha \ll 1$  и  $\alpha \gg 1$  она проявляет

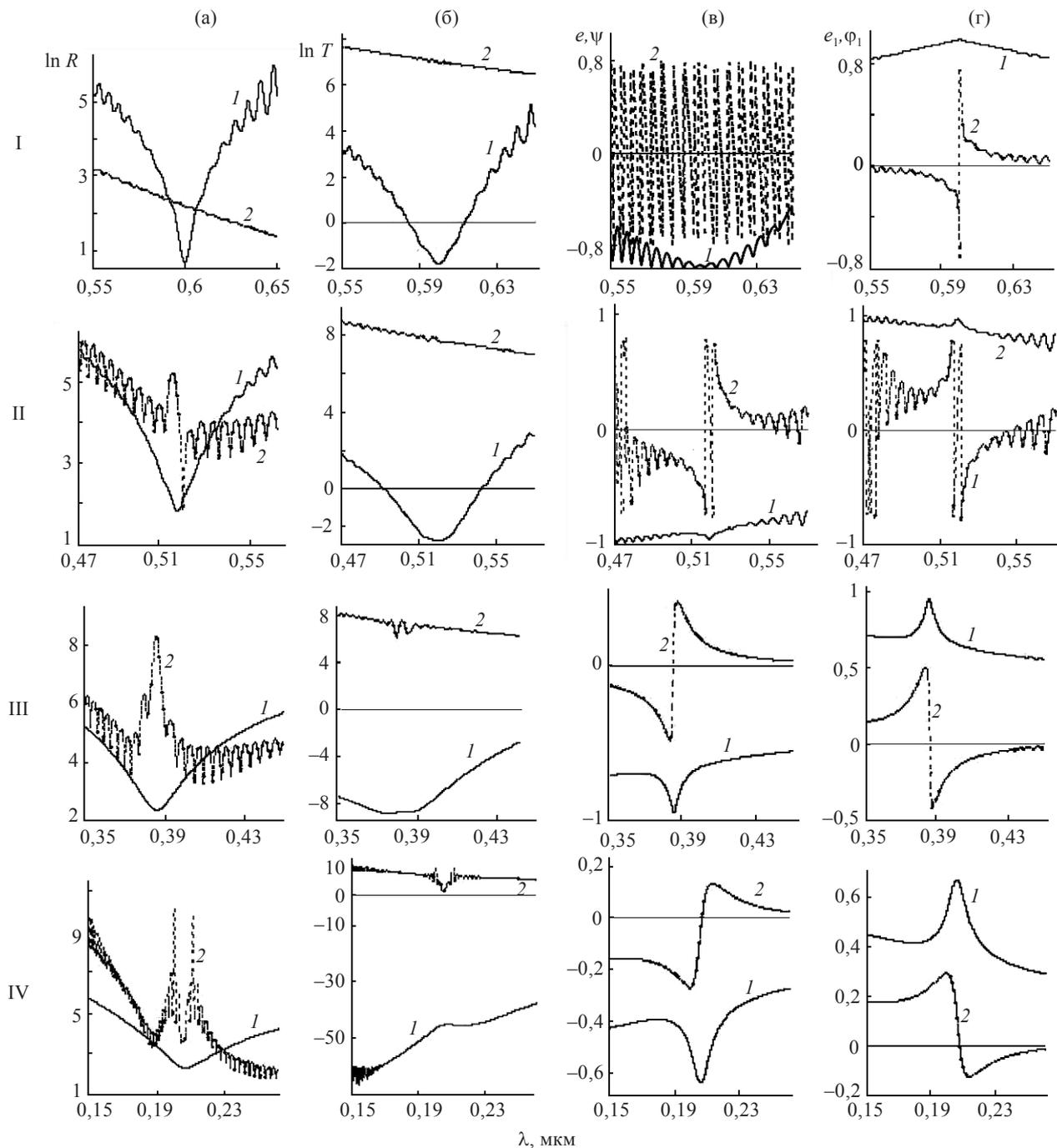


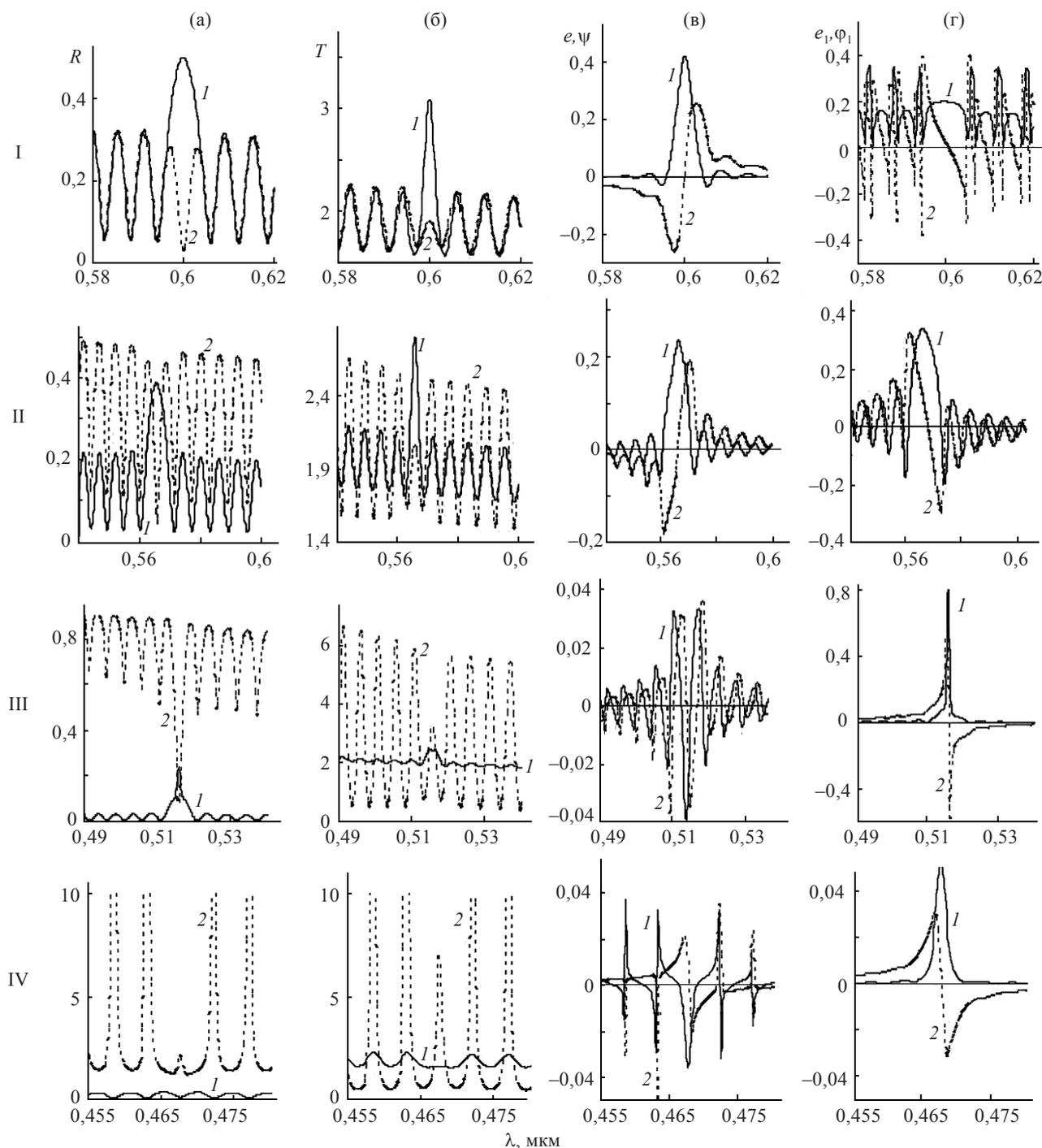
Рис. 2. Те же зависимости и при тех же углах падения света, что представлены на рис. 1, для случая, когда  $\epsilon_1'' = -0,1$ .

полную селективность по отношению к линейным поляризациям. В усиливающих ХФК этот эффект существенно увеличивается и уже при  $\alpha = 2,25$  СП становятся квазилинейными поляризациями. В случае наличия диэлектрических границ при увеличении угла падения ОДО мало смещается в сторону коротких волн (как и при наличии поглощения), во всяком случае, не по условию Брэгга (3). Как и в случае поглощения, в этом случае в условии Брэгга (3) угол  $\theta$  должен быть заменен углом

$$\Theta = \arcsin\left(\frac{n_0}{\bar{n}} \sin\theta\right) \quad (4)$$

(см. также [2] и [25]). Здесь  $n_0$  – коэффициент преломления среды, граничащей с обеих сторон со слоем ХФК;  $\theta$  – угол падения.

Как видно из рис. 3, при больших углах падения пик в зависимости эллиптичности поляризации прошедшего света на длине волн  $\lambda_0$  заменяется про-



**Рис. 3.** Те же зависимости и при тех же углах падения света, что представлены на рис. 1, для случая  $\varepsilon = 1$  (когда слой ХФК находится в вакууме).

валом, что также имеет свое объяснение. Если при малых углах падения интенсивность прошедшего света для волны с сильновзаимодействующей СП превышает интенсивности прошедшего света для волны со слабовзаимодействующей СП, то при больших углах падения имеет место обратное.

### Заключение

В заключение отметим, что в данной работе мы исследовали оптические свойства локально изотропно-преломляющих, но анизотропно-усиливающих хиральных периодических сред. Рассмотрение этого предельного случая ХФК может способствовать более глубокому пониманию оптики ХФК, представляющей большой интерес в последнее время. Мы показали, что эти среды обладают рядом интересных свойств, в частности, в этих средах наблюдается уникальный эффект, а именно дифракционное увеличение излучения в брэгговском режиме дифракции при малых углах падения и дифракционное подавление излучения при больших углах падения. Мы показали, что при больших углах падения в случае присутствия диэлектрических границ пик в спектре отражения для падающего света с слабовзаимодействующей СП на длине волны дифракционного отражения заменяется провалом.

Отметим, что рассматриваемая задача о прохождении излучения через резонатор с активным элементом с постоянным коэффициентом усиления  $\chi = 4\pi n''_{1,2}/\lambda$  не является адекватной реальному процессу. Коэффициент усиления по мере нарастания интенсивности распространяющейся в среде волны падает. Это связано с особенностями создания инверсного состояния – при очень большой энергии, накапливаемой в активном элементе лазера, скорость вынужденных переходов начинает превосходить скорость накачки. При этом резко падает разность заселенностей возбужденного и основного состояний, что приводит к падению коэффициента усиления и, следовательно, к насыщению по интенсивности [30]. И поскольку процесс взаимодействия излучения с усиливающей средой перестает быть как линейным, так и стационарным, линейное приближение к рассматриваемой задаче не может быть применено.

Было показано, что длину волны низкорогового излучения можно изменить посредством влияния электрического поля [7], температуры [8, 11] и светового излучения [9]. Наши исследования показывают, что ее можно плавно изменить также посредством изменения угла падения.

В заключение отметим, что результаты, полученные в данной работе, могут быть использованы для

проектирования миниатюрных лазеров с основной модой, имеющей эллиптическую поляризацию. Как показывают наши вычисления, оптимальным диапазоном изменения толщины слоя (при котором наблюдается максимальная мощность излучения) является область (20–50)σ, что при σ = 0,4 мкм составляет 8–20 мкм. Заметим, что в холестериках, тем более сенсibilизированных красителями, шаг спирали становится частотно-зависимой величиной, что не было учтено в наших численных расчетах.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *De Gennes P.G., Prost J.* The Physics of Liquid Crystals. Oxford: Clarendon, 1993.
2. *Беляков В.А., Сонин А.С.* Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982. 360 с.
3. *Lakhtakia A., McCall M.* Sculptured thin film as ultranarrow-bandpass circular-polarization filters // *Opt. Commun.* 1999. V. 168. P. 457–465.
4. *Геворгян А.А., Папоян К.В., Пикичян О.В.* Отражение и пропускание света в системах ХЖК–стекло–ХЖК и ХЖК(1)–ХЖК(2) // *Опт. и спектр.* 2000. Т. 88. В. 4. С. 586–594.
5. *Huck N.P.M., Staupe I., Thirouard A., De Broer D.K.G.* Light polarization by cholesteric layers // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2003. V. 42. Part 1. № 8. P. 5189–5194.
6. *Broer D.J., Mol G.N., Haaren J.A.M.M., Lub J.* Photo-induced diffusion in polymerizing chiral-nematic media // *Adv. Mater.* 1999. V. 11. № 7. P. 573–578.
7. *Blom S.M.P., Huck H.P.M., Cornelissen H.J., Greiner H.* Towards a polarized light-emitting backlight: microstructured anisotropic layers // *J. Soc. Inf. Display.* 2002. V. 10. № 3. P. 209–213.
8. *Furumi S., Yokoyama S., Otomo A., Mashiko S.* Phototunable photonic bandgap in a chiral liquid crystal laser device // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 84. P. 2491–2493.
9. *Morris S.M., Ford A.D., Pivnenko M.N., Coles H.J.* Enhanced emission from liquid-crystal lasers // *J. Appl. Phys.* 2005. V. 97. P. 023103.
10. *Chanishvili A., Chilaya G., Petriashvili G., Barbary R., Bartolino R., Cipparrone G., Mazzulla A., Oriol L.* Phototunable lasing in dye-doped cholesteric liquid crystals // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 83. P. 5353–5355.
11. *Finkelmann H., Kim S.T., Muñoz A., Palffy-Muhoray P., Taheri B.* Tunable mirror less lasing in cholesteric liquid crystalline elastomers // *Adv. Mat.* 2001. V. 13. P. 1069–1071.
12. *Huang Y., Zhou Y., Wu Sh.-T.* Spatially tunable lasing emission in dye-doped photonic liquid crystals // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 88. P. 011107.
13. *Woon K.L., O'Neill M., Richards G.J., Aldred M.P., Kelly S.M.* Stokes parameter studies of spontaneous emission from chiral nematic liquid crystals as a one-dimensional photonic stop band crystal: Experiment and theory // *Phys. Rev. E.* 2005. V. 71. P. 041706-8.

14. *Schmidtke J., Stille W.* Fluorescence of a dye-doped cholesteric liquid crystal film in the region of the stop band: theory and experiment // *Eur. Phys. J. B.* 2003. V. 31. P. 179–194.
15. *Strangi G., Barna V., Caputo R., De Luca A., Versace C., Scaramuzza N., Umeton C., Bartolino R.* Color-tunable organic microcavity laser array using distributed feedback // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 94. P. 063903-4.
16. *Huang Y., Zhou Y., Hong Qi, Rapaport A., Bass M., Wu Sh.-T.* Incident angle and polarization effects on the dye-doped cholesteric liquid crystal laser // *Opt. Commun.* 2006. V. 261. P. 91–96.
17. *Ozaki R., Matsui T., Ozaki M., Yoshino K.* Electrically color-tunable defect mode lasing in one dimensional photonic-band-gap system containing liquid crystal // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 82. P. 3593–3595.
18. *Shibaev P.V., Sanford R.L., Chiappetta D., Milner V., Genack A., Bobrovsky A.* Light controllable tuning and switching of lasing in chiral liquid crystals // *Opt. Express.* 2005. V. 13. P. 2358–2363.
19. *Shibaev P.V., Kopp V.I., Genack A.Z.* Photonic materials based on mixtures of cholesteric liquid crystals with polymers // *J. Phys. Chem.* 2003. V. 107. P. 6961–6964.
20. *Belyakov V.A.* Low threshold DFB lasing in chiral LC at diffraction of pumping wave // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2006. V. 453. P. 43–69.
21. *Kopp V.I., Zhang Z.-Q., Genack A.Z.* Lasing in chiral photonic structures // *Progr. Quant. Electr.* 2003. V. 27. P. 369–416.
22. *Schmidtke J., Stille W.* Photonic defect modes in cholesteric liquid crystal films // *Eur. Phys. J. E.* 2003. V. 12. P. 553–564.
23. *Варданян Г.А., Геворгян А.А.* Оптика сред со спиральной дихроичной структурой // *Кристаллография.* 1997. Т. 42. С. 723–729.
24. *Варданян Г.А., Геворгян А.А.* Оптика дихроичных хиральных фотонных кристаллов (наклонное падение) // *Оптический журнал.* 2008. № 4. С. 12–18.
25. *Wohler H., Fritsch M., Haas G., Mlynski D.A.* Characteristic matrix method for stratified anisotropic media: optical properties of special configurations // *JOSA A.* 1991. V. 8. № 3. P. 536–540.
26. *Аззам Р., Башара Н.* Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 584 с.
27. *Варданян Г.А., Геворгян А.А., Кочарян А.Н.* Гиروتропия холестерических жидких кристаллов. Наклонное падение // *Изв. НАН Армении. Физика.* 2005. V. 40. С. 355–364.
28. *Арутюнян М.З., Варданян Г.А., Геворгян А.А.* Собственные поляризации и собственные значения передаточной функции для комплексной амплитуды слоя среды со спиральной периодической структурой // *Оптический журнал.* 2007. Т. 74. № 4. С. 16–23.
29. *Геворгян А.А.* Отражение и пропускание света в системах среда–ХЖК–подложка и стекло(1)–ХЖК–стекло(2) // *ЖТФ.* 2000. Т. 70(9). С. 82–90.
30. *Звелто О.* Принципы лазеров. М.: Мир, 1990. 560 с.