

Влияние толщины слоя и концентрации молекул красителя на усиление излучения в холестерических жидких кристаллах

Р.Б.Алавердян, А.А.Геворгян, А.Д.Чилингарян, Ю.С.Чилингарян

Рассмотрено распространение света через планарный слой холестерического жидкого кристалла, обогащенного молекулами красителя. Исследованы особенности спектров излучения как в отсутствие диэлектрических границ, так и при их наличии. Изучены особенности увеличения интенсивности излучения при различных толщинах слоя и различных концентрациях молекул красителя. Показано, что имеет место аномально сильное увеличение интенсивности излучения с дифракционной собственной поляризацией при относительно малой толщине кристалла и относительно малой концентрации молекул красителя. Полученные результаты могут быть использованы при создании миниатюрных лазеров с круговой поляризацией основной моды излучения.

Ключевые слова: холестерические жидкие кристаллы, лазерное воздействие, лазеры на красителях, дифракционное отражение и пропускание.

1. Введение

Как известно, жидкие кристаллы (ЖК), содержащие хиральные молекулы, имеют самоорганизующуюся геликоидальную структуру. Локальные участки такой среды представляют собой анизотропную среду, направление оптической оси которой характеризуется единичным вектором, называемым директором. Вдоль оси спирали директор непрерывно вращается, образуя скрученную двулучепреломляющую среду. При распространении света вдоль оси среды две собственные моды, которые возбуждаются в ней, имеют противоположные квазикруговые поляризации. Для собственной моды, направление поляризации которой совпадает с направлением вращения спирали среды, существует фотонная запрещенная зона. И падающий на слой среды свет с данной поляризацией претерпевает дифракционное отражение в области длин волн от $\lambda_1 = \sigma n_1$ до $\lambda_2 = \sigma n_2$ (n_1 и n_2 – локальные обыкновенный и необыкновенный показатели преломления, σ – шаг спирали). Для другой собственной моды фотонная запрещенная зона отсутствует и падающий на слой среды свет с обратной квазикруговой поляризацией не претерпевает дифракционного отражения.

Теоретические и экспериментальные исследования оптических свойств ЖК продолжают оставаться в центре внимания специалистов, т. к. результаты этих исследований могут найти непосредственное техническое применение в приборах нового поколения. В последнее время хиральные ЖК (холестерические ЖК, хиральные смектики и т. д.), а также искусственные хирально-сконструированные кристаллы [1–3] находят широкое применение, например в высокоэффективных жидкокристаллических дисплеях [4, 5], в качестве модуляторов [1, 2, 6, 7], поляризационных фильтров и зеркал [1, 2, 8–10], для создания изображений в поляризованном свете, как источники излучения с круговой поляризацией [1, 2, 8, 9] и т. д. В средах с усилением (в частности, в холестерических ЖК, обогащенных флуоресцирующими гость-молекулами, причем такими, что пик флуоресценции находится в области дифракционного отражения (ОДО) или включает ее в себя) периодическая структура среды существенно влияет на спектр излучения. В такой системе возможна беззеркальная лазерная генерация с узким частотным спектром на краях ОДО и наиболее низким порогом при оптической накачке [11–16]. То, что низкороговая генерация в холестерических ЖК (ХЖК) возможна на краях ОДО, а не в ее центре, было понято только недавно [17]. Это объясняется тем, что фотонная плотность состояния стремится к нулю в ОДО и имеет резкие пики на ее границах.

В ХЖК в области дифракционного отражения суммарное электрическое поле в среде (при падении на слой ХЖК света с поляризацией, совпадающей с поляризацией дифрагирующей собственной моды) имеет линейную поляризацию [18, 19], направленную вдоль (на длинноволновой границе ОДО) локального направления директора или перпендикулярно ему (на коротковолновой границе ОДО). Поэтому, как показано в [20], если обеспечивается высокая степень упорядоченности дипольных моментов переходов допированных молекул вдоль (перпендикулярно) направления директора, то на коротковолновой (длинноволновой) границе ОДО интенсивность излучения увеличивается, обеспечивая возможность низкороговой лазерной генерации. И поскольку с помощью внешних воздействий можно легко управлять шагом спирали ХЖК, появляется возможность управления длиной волны лазерного излучения, что имеет огромное прикладное значение. Исследовано влияние электрического поля [12], температуры [13, 15] и светового излучения [14] на генерационные свойства обогащенных лазерными красителями ХЖК. Количественная

суммарное электрическое поле в среде (при падении на слой ХЖК света с поляризацией, совпадающей с поляризацией дифрагирующей собственной моды) имеет линейную поляризацию [18, 19], направленную вдоль (на длинноволновой границе ОДО) локального направления директора или перпендикулярно ему (на коротковолновой границе ОДО). Поэтому, как показано в [20], если обеспечивается высокая степень упорядоченности дипольных моментов переходов допированных молекул вдоль (перпендикулярно) направления директора, то на коротковолновой (длинноволновой) границе ОДО интенсивность излучения увеличивается, обеспечивая возможность низкороговой лазерной генерации. И поскольку с помощью внешних воздействий можно легко управлять шагом спирали ХЖК, появляется возможность управления длиной волны лазерного излучения, что имеет огромное прикладное значение. Исследовано влияние электрического поля [12], температуры [13, 15] и светового излучения [14] на генерационные свойства обогащенных лазерными красителями ХЖК. Количественная

Р.Б.Алавердян, А.А.Геворгян, А.Д.Чилингарян, Ю.С.Чилингарян.
Ереванский государственный университет, физический факультет,
Армения, 375025 Ереван, ул. Ал.Манукяна, 1;
e-mail: agevorgyan@ysu.am

Поступила в редакцию 27 ноября 2007 г.

теория для объяснения подавления и усиления циркулярно поляризованной эмиссии в ХЖК развита в работах [21, 22]. В [23, 24] теоретически исследованы особенности лазерной генерации в ХЖК, получены условия генерации и вычислен порог генерации.

В данной работе исследовано влияние толщины слоя, диэлектрических границ и концентрации флуоресцирующих гость-молекул на усиление излучения в ХЖК.

2. Метод расчета

Рассмотрим отражение и пропускание света планарным слоем ХЖК. Считаем, что молекулы ХЖК идеально упорядочены в спиральную структуру, т.е. предполагаем, что параметр порядка $S = 1$. Разложим комплексные амплитуды электрических полей падающей, отраженной и прошедшей волн по базисным круговым поляризациям:

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

где индексы i, r, t соответствуют падающей, отраженной и прошедшей волнам; \mathbf{n}_+ и \mathbf{n}_- – орты правой и левой круговых поляризаций.

Используя решение уравнений Максвелла для ХЖК [2], решение граничной задачи об отражении и прохождении света через конечный слой ХЖК, представляющей собой систему из восьми линейных уравнений (условия непрерывности тангенциальных компонент полей на границах слоя), запишем в виде

$$E_r = \hat{R}E_i, \quad E_t = \hat{T}E_i, \quad (2)$$

где \hat{R} и \hat{T} – 2×2 -матрицы отражения и пропускания данной системы. Для элементов матриц \hat{R} и \hat{T} согласно [25] имеем

$$R_{11} = R_{22} = H, \quad R_{12} = B + iF, \quad R_{21} = B - iF, \\ T_{11} = (S - iN) \exp(i2ad), \quad T_{12} = V \exp(i2ad), \quad (3)$$

$$T_{21} = V \exp(-i2ad), \quad T_{22} = (S + iN) \exp(-i2ad),$$

где

$$H = \{\chi^2 r_2 r_1 (c_1 c_2 - 1) + 2u^2 [r_2 r_1 (2\chi^2 m_1 - \gamma^2) - \alpha^2 \delta^2 \gamma^2] s_1 s_2 - iu\sqrt{\alpha} \gamma (p_1 s_1 c_2 + p_2 s_2 c_1)\} \Delta^{-1};$$

$$F = \delta\chi\sqrt{\alpha} \{-2u\gamma\sqrt{\alpha}(s_1 c_2 - s_2 c_1) - i[r_2(c_1 c_2 - 1) + 4u^2(m_1 r_2 + \alpha\gamma^2)] s_1 s_2\} \Delta^{-1};$$

$$B = u\gamma\delta\sqrt{\alpha} [4u\sqrt{\alpha}\gamma s_1 s_2 + i(g_1 s_2 c_1 - g_2 s_1 c_2)] \Delta^{-1};$$

$$S = \gamma\sqrt{\alpha} [\gamma\sqrt{\alpha}(c_1 + c_2) - iu(b_1 s_1 + b_2 s_2)] \Delta^{-1};$$

$$V = \gamma\sqrt{\alpha} \delta [\sqrt{\alpha}(c_2 - c_1) - iu(q_2 s_2 - q_1 s_1)] \Delta^{-1};$$

$$N = \gamma\sqrt{\alpha} \chi [ir_1(c_2 - c_1) - 2u\sqrt{\alpha}(l_1 s_1 + l_2 s_2)] \Delta^{-1};$$

$$\Delta = -\chi^2 r_2^2 + (\chi^2 r_2^2 + 2\alpha\gamma^2) c_1 c_2 + 2u^2 [\alpha^2 \delta^2 \gamma^2 - r_1^2 (2\chi^2 m_2 + \delta^2) + 4\alpha\chi^2 (\delta^2 - 2m_2)] s_1 s_2 - i2u\gamma\sqrt{\alpha} (b_1 s_1 c_2 + b_2 s_2 c_1);$$

$$b_{1,2} = r_1 w_{1,2} \pm \alpha\delta^2; \quad p_{1,2} = r_2 w_{1,2} \mp \alpha\delta^2; \quad q_{1,2} = r_1 \pm \alpha\gamma;$$

$$g_{1,2} = r_2 \pm \alpha\gamma; \quad w_{1,2} = \gamma \pm 2\chi^2; \quad l_{1,2} = \gamma \pm 2; \quad r_{1,2} = 1 \pm \alpha;$$

$$m_{1,2} = 1 \pm \chi^2; \quad s_{1,2} = \frac{\sin(k_{1,2}d)}{k_{1,2}d}; \quad c_{1,2} = \cos(k_{1,2}d);$$

$$k_{1,2} = \frac{2ub^\pm}{d}; \quad u = \frac{\pi d \sqrt{\epsilon_m}}{\lambda}; \quad b^\pm = (1 + \chi^2 - \delta \pm \gamma)^{1/2};$$

$$\gamma = (4\chi^2 + \delta^2)^{1/2}; \quad \epsilon_m = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}; \quad \delta = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2};$$

ϵ_1, ϵ_2 – главные значения локального тензора диэлектрической проницаемости; $\chi = \lambda/(\sigma\sqrt{\epsilon_m})$; $a = 2\pi/\sigma$; d – толщина слоя; $\alpha = (\epsilon_m/\epsilon)^{1/2}$; ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, граничащей с обеих сторон со слоем ХЖК.

С помощью (1)–(3) можно вычислить, например, коэффициенты отражения $R = |E_r|^2/|E_i|^2$ и пропускания $T = |E_t|^2/|E_i|^2$, круговой и линейный дихроизмы, угол поворота плоскости поляризации $\psi = (-\arg \kappa)/2$ и эллиптичность поляризации $e = (|\kappa| - 1)/(|\kappa| + 1)$, где $\kappa = E_t^+/E_t^-$.

3. Результаты расчетов и их обсуждение

Пусть слой ХЖК обогащен молекулами красителя и находится между двумя полубесконечными средами. При наличии волны накачки этот слой является усиливающей средой, т.е. мы рассматриваем планарный резонатор с активным элементом. Наличие молекул красителя в слое ХЖК приводит к изменению локальных показателей преломления среды. В этом случае мнимые части $n''_{1,2}$ эффективных локальных показателей преломления $n''_{1,2} = n'_{1,2} + in''_{1,2}$ являются отрицательными величинами. При наличии поглощения (мнимые части $n''_{1,2}$ локальных показателей преломления ХЖК положительные) величина $Q = 1 - (R + T)$ характеризует поглощенную в слое ХЖК световую энергию, а в усиливающей среде излучение системы будет характеризоваться величиной $|Q|$ (предполагается, что безразмерная интенсивность падающего на систему света $I_0 = 1$).

По аналогии с параметром порядка S , который используется для определения упорядоченности ориентации молекул в нематических ЖК или в ХЖК, мы будем характеризовать степень упорядоченности дипольных моментов переходов гость-молекул параметром порядка S_d . Он определяется по формуле

$$S_d = \frac{3}{2} \langle \cos \vartheta \rangle - \frac{1}{2}, \quad (4)$$

где ϑ – угол между локальным направлением директора и дипольным моментом перехода гость-молекул. Максимально возможный параметр порядка $S_d = 1$ соответствует случаю идеальной ориентации дипольных моментов переходов параллельно локальному направлению

директора. Значение $S_d = 0$ отвечает изотропному ориентационному распределению дипольных моментов, а минимальное значение $S_d = -0.5$ – изотропному распределению дипольных моментов переходов в плоскости, перпендикулярной направлению директора. В приближении линейной оптики соотношения (3) описывают как режим усиления, так и режим генерации.

Будем исследовать особенности усиления излучения для волн с собственными поляризациями (СП). Как известно, СП – это две поляризации, которые не изменяются при прохождении света через систему [26]. Из определения СП следует, что они должны быть связаны с поляризациями собственных мод, возбуждаемых в среде. При вычислении СП учтено влияние диэлектрических границ. СП излучения, дифрагирующего на структуре среды, будем называть дифрагирующей СП, а СП излучения, недифрагирующего на структуре, – недифрагирующей.

На рис.1 представлена зависимость $\ln|Q|$ от длины волны при различных S_d . Падающий на систему свет имеет дифрагирующую СП (в данном случае это квази-правая круговая поляризация, кривая 1) и обратную, недифрагирующую СП (квазилевая круговая поляризация, кривая 2). Спираль ХЖК – правая. Рассматривается случай нормального падения света. Зависимости на рис.1, *a–в* соответствуют случаю минимального влияния диэлектрических границ, т.е. случаю, когда $\epsilon_m = \epsilon$, а на рис.1, *г–е* представлены аналогичные зависимости в случае $\epsilon = 1$, т.е. когда слой ХЖК находится в воздухе и влияние диэлектрических границ значительно. Из рис.1 видно, что в ОДО наблюдается резонансное уменьшение $|Q|$ для дифрагирующей собственной моды, обусловленное дифракционным подавлением излучения, аналогичным дифракционному подавлению поглощения. При

$S_d = 1$ ($S_d = -0.5$) на коротковолновой (длинноволновой) границе ОДО происходит практически полное подавление излучения. Вне ОДО наблюдается резонансное увеличение интенсивности излучения дифрагирующей моды, обратная связь которой обеспечивается периодической структурой среды. При $\alpha = 1$ излучение с недифрагирующей СП практически отсутствует из-за отсутствия обратной связи, а при $\alpha \neq 1$ обратная связь (слабая) для этой моды обеспечивается диэлектрическими границами, и некоторое увеличение интенсивности излучения имеет место и для нее.

Отметим также, что сравнение кривых 1, 2 (рис.1) с аналогичными кривыми при наличии поглощения, показывает, что наличие поглощения приводит к эффективному уменьшению толщины слоя, а наличие усиления – к эффективному увеличению толщины слоя.

Перейдем к исследованию влияния толщины слоя на усиление излучения. На рис.2 представлены зависимости $\ln|Q|$ от приведенной толщины слоя ХЖК d/σ для различных длин волн падающего света. Первый ряд соответствует $S_d = 1$, а второй и третий ряды – $S_d = 0$ и -0.5 соответственно. Первые три ряда отвечают случаю $\alpha = 1$, а следующие три – наличию диэлектрических границ (случаю $\alpha = \sqrt{\epsilon_m}$). Первая колонка соответствует длине волны падающего света $\lambda = 0.5$ мкм, находящейся вдали от ОДО, которая простирается от 0.6148 до 0.6356 мкм. Вторая колонка отвечает $\lambda = 0.613$ мкм, находящейся вне ОДО вблизи ее коротковолновой границы. Третья колонка соответствует $\lambda = 0.615$ мкм, находящейся внутри ОДО вблизи ее коротковолновой границы, а четвертая – $\lambda = 0.625$ мкм, находящейся в центре ОДО.

Из рис.2 видно, что зависимости интенсивности излучения от толщины слоя различны для различных длин

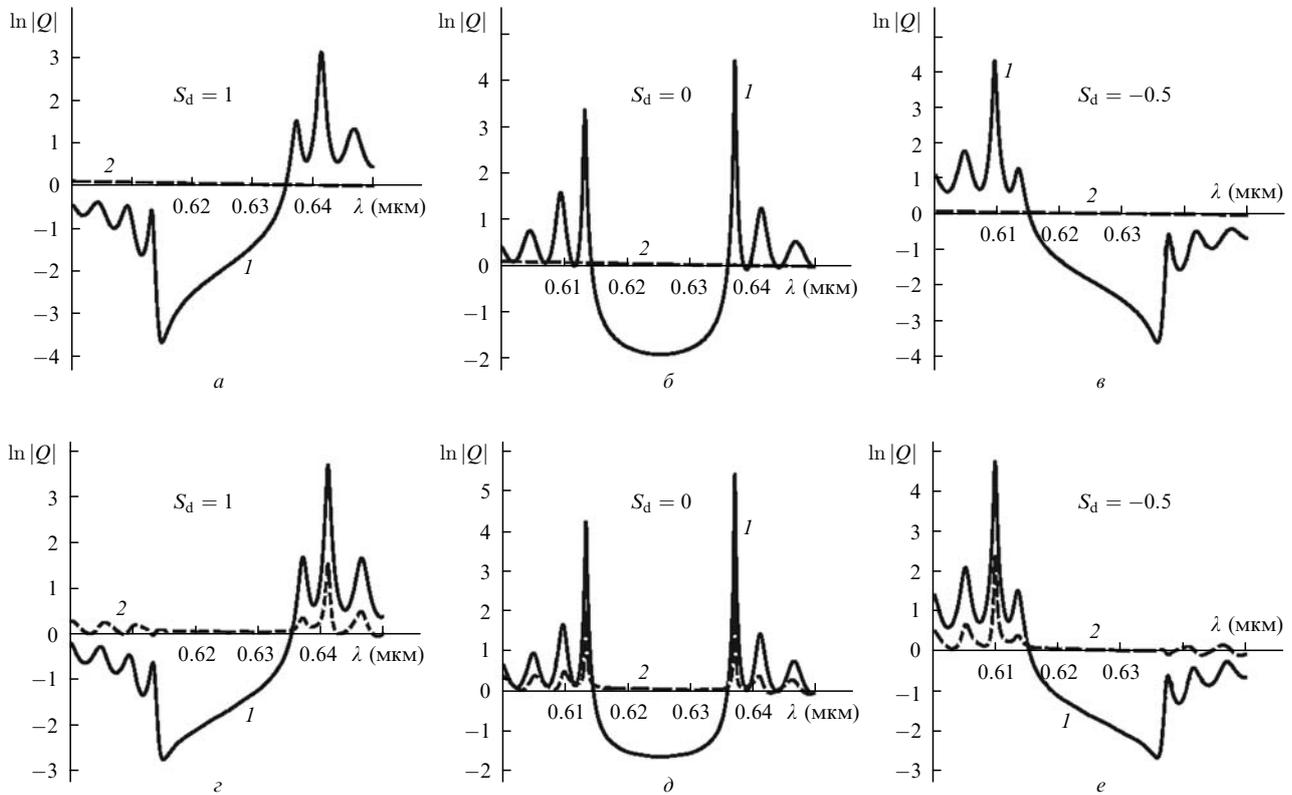


Рис.1. Зависимости интенсивности излучения $\ln|Q|$ от длины волны λ при различных значениях S_d в отсутствие диэлектрических границ (*a–в*) и при их наличии (*г–е*). Падающий на слой ХЖК свет имеет дифрагирующую (1) и недифрагирующую (2) СП. Параметры слоя ХЖК, обогащенного гость-молекулами, таковы: $\epsilon_1' = 2.29$, $\epsilon_2' = 2.143$, $\epsilon_m'' = -0.005$, $\sigma = 0.42$ мкм, $d = 50\sigma$.

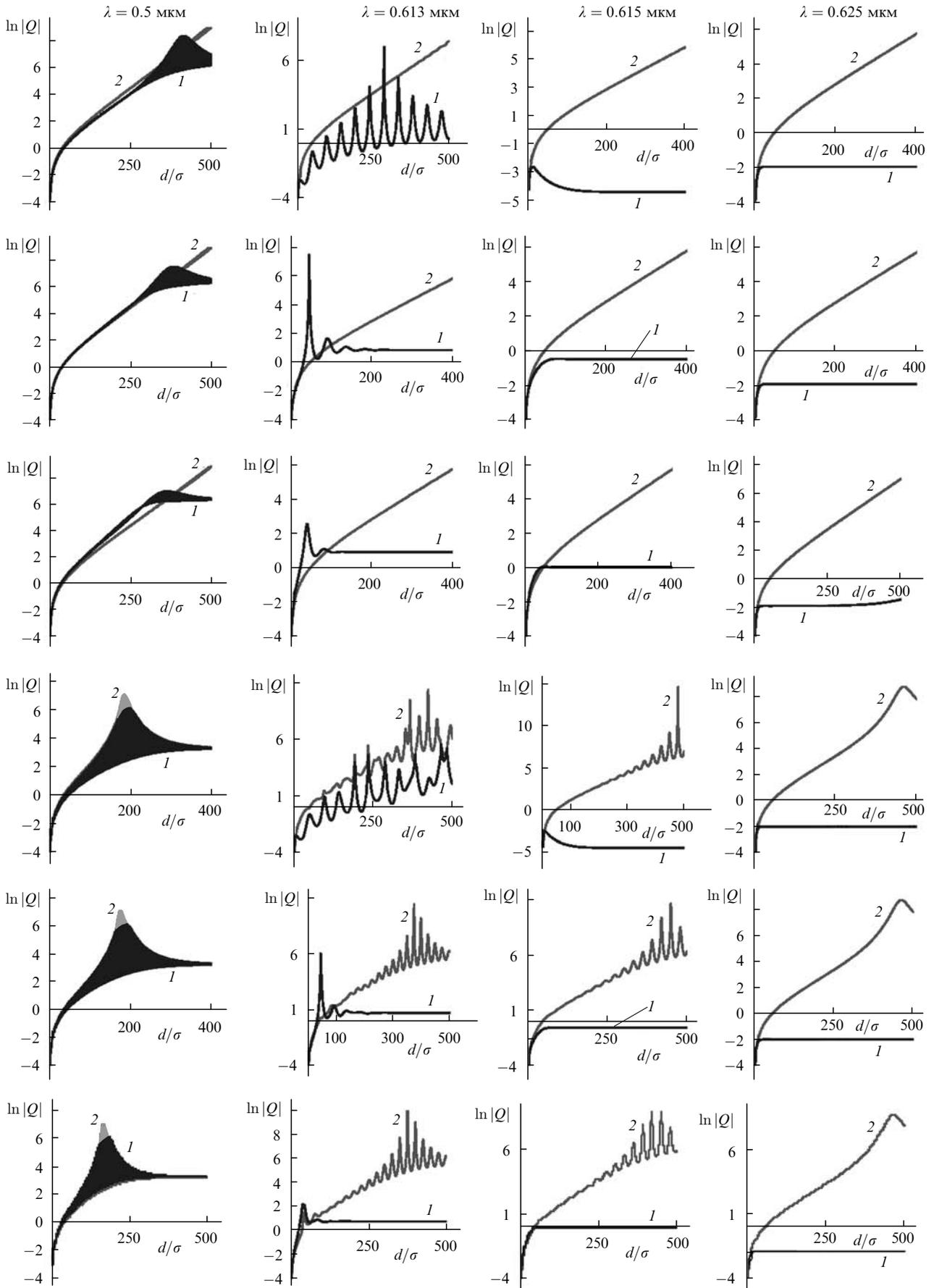


Рис.2. Зависимости интенсивности излучения $\ln|Q|$ от приведенной толщины слоя ХЖК d/σ для различных длин волн падающего света в отсутствие диэлектрических границ (первые три ряда) и при их наличии (следующие три ряда). Параметры слоя и нумерация кривых те же, что и для рис. 1.

волн. Здесь наблюдаются следующие закономерности. Как и следовало ожидать, в случае $\alpha = 1$ для падающей волны с недифрагирующей СП (кривые 2) величина $\ln |Q|$ монотонно увеличивается с увеличением толщины слоя. Внутри ОДО для падающей волны с дифрагирующей СП (кривые 1) имеет место подавление излучения по аналогии с подавлением поглощения (с увеличением d/σ величина $\ln |Q|$ сначала быстро растет, а затем «насыщается»). Интересная картина наблюдается вблизи коротковолновой границы ОДО при $S_d = 1$: величина $\ln |Q|$ сначала быстро растет, а затем, достигнув максимума, начинает уменьшаться. При увеличении толщины слоя ХЖК, обогащенного молекулами красителя, происходит уменьшение интенсивности излучения (естественно, при наличии волны накачки). Этот эффект является аналогом уменьшения поглощения в поглощающих средах при увеличении толщины слоя [25]. При $S_d = -0.5$ аналогичный эффект имеет место вблизи длинноволновой границы ОДО. Вне ОДО вблизи ее границ наблюдается аномально сильное увеличение интенсивности излучения. При $S_d = 1$ величина $\ln |Q|$ растет, осциллируя, достигает максимума при $d/\sigma \sim 250 - 300$; при $S_d = 0$ величина $\ln |Q|$ растет, достигает максимума при $d/\sigma \sim 40 - 50$, а затем, осциллируя, уменьшается, при больших толщинах происходит дифракционное подавление излучения; при $S_d = -0.5$ величина $\ln |Q|$ растет, достигает максимума уже при $d/\sigma \sim 30 - 40$, а затем, осциллируя, уменьшается, при больших толщинах снова имеет место дифракционное подавление излучения. Таким образом, аномально сильное увеличение интенсивности излучения наблюдается вне ОДО вблизи коротковолновой (длинноволновой) границы при $S_d = 0$ и -0.5 (при $S_d = 0$ и 1), причем при малых толщинах, что является важным обстоятельством при создании миниатюрных лазеров.

При наличии диэлектрических границ, как уже было отмечено, обратная связь (слабая) для недифрагирующей

собственной моды обеспечивается этими границами, и аномально сильное увеличение интенсивности излучения имеет место и для данной моды. Нужно только отметить, что это происходит при намного больших толщинах ХЖК (при $d/\sigma \sim 350 - 450$).

Перейдем к исследованию влияния концентрации молекул красителя в слое ХЖК на увеличение интенсивности излучения. На рис.3 представлены зависимости $\ln |Q|$ от параметра $\ln(j\epsilon_m'')$ в случае $\alpha = 1$ ($j = 1$ при $S_d = 1$ и -0.5 , $j = 2$ при $S_d = 0$). В первом ряду показаны зависимости для длины волны, находящейся вне ОДО вблизи ее коротковолновой границы ($\lambda = 0.613$ мкм), при толщинах слоя ХЖК, приведенных на рисунках (эти толщины выбраны такими, чтобы им в зависимостях $\ln |Q|$ от толщины слоя для указанной длины волны соответствовали пики). Второй ряд отвечает длине волны, находящейся внутри ОДО вблизи ее коротковолновой границы ($\lambda = 0.615$ мкм). Для падающей волны с недифрагирующей СП (кривые 2) величина $\ln |Q|$ проходит через максимум при увеличении $\ln(j\epsilon_m'')$. Для падающей же волны с дифрагирующей СП (кривые 1) внутри ОДО излучение подавляется, а вне ОДО величина $\ln |Q|$ проходит через два максимума при увеличении $\ln(j\epsilon_m'')$. При $S_d = 0$ и 1 вблизи коротковолновой границы ОДО имеет место аномально сильное увеличение интенсивности излучения при сравнительно малой концентрации молекул красителя и относительно малой толщине слоя. Вблизи длинноволновой границы ОДО такой эффект наблюдается при $S_d = 0$ и -0.5 .

При наличии диэлектрических границ (при $\alpha \neq 1$) обратная связь (слабая) для недифрагирующей собственной моды, обеспечиваемая ими, приводит к смещению максимума в зависимости $\ln |Q|$ от параметра $\ln(j\epsilon_m'')$ в сторону малых значений последнего. Для дифрагирующей собственной моды влияние диэлектрических границ на указанную зависимость незначительно, поскольку

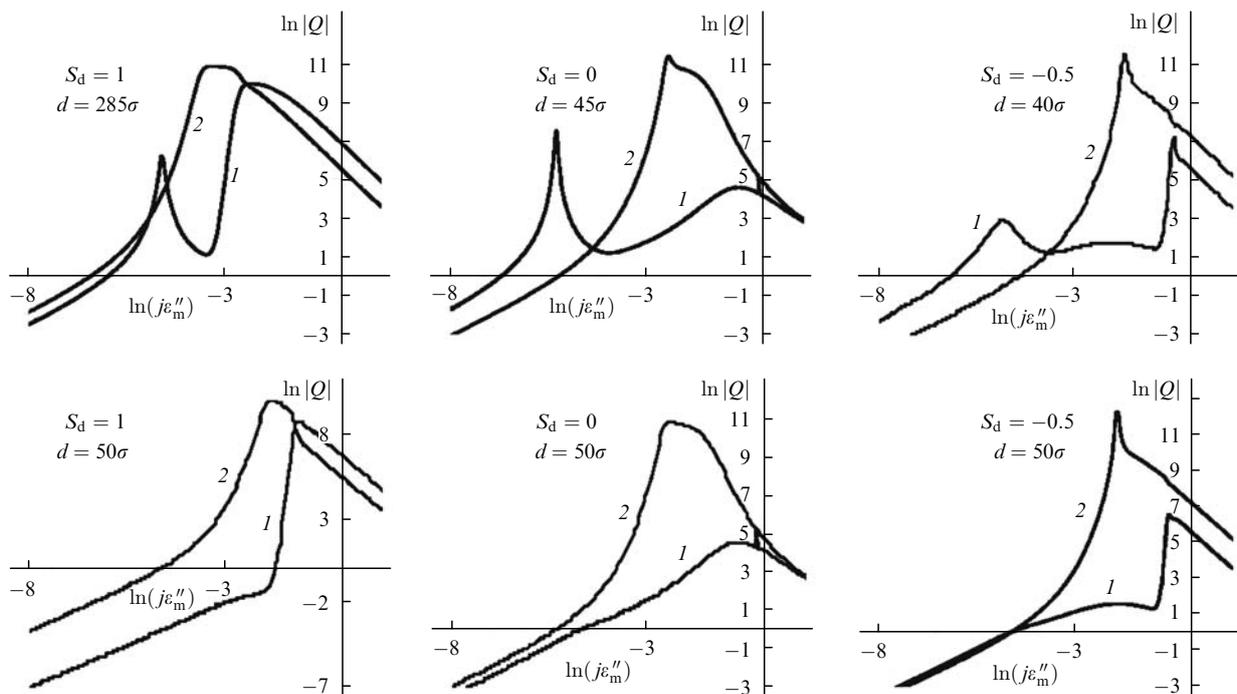


Рис.3. Зависимости интенсивности излучения $\ln |Q|$ от параметра $\ln(j\epsilon_m'')$ для длин волн падающего света $\lambda = 0.613$ мкм (первый ряд) и 0.615 мкм (второй ряд) в отсутствие диэлектрических границ; $j = 1$ при $S_d = 1$ и -0.5 и $j = 2$ при $S_d = 0$. Параметры слоя ХЖК и нумерация кривых те же, что и для рис.1.

сильное дифракционное взаимодействие света со средой приводит к подавлению влияния диэлектрических границ (естественно, при малом отличии α от единицы).

4. Заключение

Таким образом, нами проанализированы особенности усиления излучения в ХЖК, обогащенном молекулами лазерного красителя, при наличии волны накачки. Исследовано влияние толщины слоя, диэлектрических границ и концентрации молекул красителя на особенности усиления.

Отметим, что рассматриваемая задача о прохождении излучения через резонатор с активным элементом, имеющим постоянный коэффициент усиления $4\pi n_{1,2}''/\lambda$, 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 превышать скорость накачки. При этом резко падает разность населенностей возбужденного и основного состояний, что приводит к падению коэффициента усиления и, следовательно, насыщению интенсивности [27]. И поскольку процесс взаимодействия излучения с усиливающей средой перестает быть как линейным, так и стационарным, линейное приближение к рассматриваемой задаче не может быть применено.

В заключение отметим, что результаты данной работы могут быть использованы при создании миниатюрных лазеров с основной модой, имеющей круговую поляризацию.

Выражаем благодарность рецензентам за ценную критику и замечания.

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).

3. Hodgkinson L.J., Wu Q.H., Torn K.E., Lakhtakia A., McCall M.W. *Opt. Commun.*, **57**, 184 (2000).

4. Robbie K., Broer D.J., Brett M.J. *Nature*, **399**, 764 (1999).

5. Blom S.M.P., Huck H.P.M., Cornelissen H.J., Greiner H. *J. Soc. Inf. Display*, **10** (3), 209 (2002).

6. Subacius D., Shiyonovskii S.V., Bos Ph., Lavrentovich O.D. *Appl. Phys. Lett.*, **71** (23), 3323 (1997).

7. Suresh K.A., Yuvaraj S., Kumar P.B.S., Ranganath G.S. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 2863 (1994).

8. Lakhtakia A., McCall M. *Opt. Commun.*, **168**, 457 (1999).

9. Геворгян А.А., Папоян К.В., Пикичян О.В. *Оптика и спектроскопия*, **88** (4), 586 (2000).

10. Huck N.P.M., Staupe I., Thirouard A., De Broer D.K.G. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **42** (8), 5189 (2003).

11. Ильчишин И.П., Тихонов Е.А., Тищенко В.Г., Шпак М.Т. *Письма в ЖЭТФ*, **32**, 27 (1980).

12. Furumi S., Yokoyama S., Otomo A., Mashiko S. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 16 (2003).

13. Morris S.M., Ford A.D., Pivnenko M.N., Coles H.J. *J. Appl. Phys.*, **97**, 023103 (2005).

14. Chanishvili A., Chilaya G., Petriashvili G. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 5353 (2003).

15. Muñoz A.F., Palffy-Muhoray P., Taheri B. *Opt. Lett.*, **26**, 804 (2001).

16. Huang Y., Zhou Y., Wu Sh.-T. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 011107 (2006).

17. Koop V.I., Fan B., Vithana H.K.M., Genack A.Z. *Opt. Lett.*, **23**, 1707 (1998).

18. Nityananda R., Kini U.D., Chandrasekhar S., et al. *Proc. Int. Liquid Cryst. Conf.* (Banglore, 1975, vol. 1, p. 325).

19. Gevorgyan A.H. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **378**, 129 (2002).

20. Araoka F., Shin K.-Ch., Takanishi Y., Ishikawa K., Takazoe H., Zhu Zh., Swager T.M. *J. Appl. Phys.*, **94**, 279 (2003).

21. Woon K.L., O'Neill M., Richards G.J., Aldred M.P., Kelly S.M. *Phys. Rev. E*, **71**, 041706 (2005).

22. Schmidtke J., Stille W. *Eur. Phys. J. B*, **31**, 179 (2003).

23. Палто С.П. *ЖЭТФ*, **130**, 544 (2006).

24. Беляков В.А. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **453**, 43 (2006).

25. Варданян Г.А., Геворгян А.А. *Кристаллография*, **42**, 316 (1997).

26. Аззам Р., Башара Н. *Эллипсометрия и поляризованный свет* (М.: Мир, 1981).

27. Звельто О. *Принципы лазеров* (М.: Мир, 1990).