

УДК 548.0

ПОГЛОЩЕНИЕ И ЭМИССИЯ КОНЕЧНОГО СЛОЯ ХИРАЛЬНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

А.А. ГЕВОРГЯН

Ереванский государственный университет, Армения

e-mail: agevorgyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 7 июня 2014 г.)

Исследованы особенности поглощения и эмиссии конечного слоя холестерического жидкого кристалла. Изучено влияние параметров, характеризующих поглощение и усиление, толщины слоя и локальной диэлектрической анизотропии на поглощение и эмиссию. В частности, показано, что при увеличении параметра x' , характеризующего усиление, эмиссия увеличивается, однако, в плоскости (λ, x') существуют дискретные точки, где эмиссия максимальна (λ – длина волны падающего света). Эти точки определяют критические значения усиления, при которых имеет место низкопороговая лазерная генерация. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании сильнопоглощающих систем

1. Введение

Управление поглощением и эмиссией света при помощи искусственных или самоорганизующихся нанофотонных структур (фотонные кристаллы, метаматериалы, и т.д.) является активной областью исследования в связи с его возможным применением в лазерах и светодиодах [1-7], однофотонной генерации для квантовой информации [8-11], в сборе и аккумуляции солнечной световой энергии [12-15] и т.д. Поглощение и эмиссия являются одним из первых испытанных методов управления электромагнитным полем в среде. Фотонные кристаллы (ФК) и метаматериалы обладают интересными особенностями поглощения и эмиссии. В частности, в фотонной запрещенной зоне (ФЗЗ) имеет место эффект подавления поглощения (эмиссии). Вне ФЗЗ вблизи ее границ, при анизотропном поглощении (усилении) имеет место эффект аномально сильного (аномально слабого) поглощения (эмиссии), а в метаматериалах с большой оптической анизотропией с несколькими периодами можно обеспечить столько поглощения (эмиссия), сколько с обычными ФК слоями с намного большим числом периодов. Особенно интересными свойствами обладают хиральные ФК. Особенности поглощения и эмиссии в хиральных ФК исследованы в работах [16-28]. Поглощение и эмиссия в хиральных ФК имеют также поляризационные особенности.

Для увеличения поглощения необходимо получить большую аккумуляцию света в среде. Одним из механизмов получения большой аккумуляции

является многократное отражение, в том числе дифракционное, от границ системы или от неоднородностей среды. В работах [14,29,30] открыт новый механизм аккумуляции света в системе, а именно, диодный механизм аккумуляции: если направления большего пропускания двух оптических диодов направлены друг к другу ($\rightarrow \leftarrow$), интенсивность I на поверхности сшивки этих слоев получается больше, чем в случае, когда эти направления направлены друг от друга ($\leftarrow \rightarrow$). Это, в свою очередь, означает существование нового механизма аккумуляции света, обусловленного невязимыми свойствами элементов системы. В этих работах предложено использование аккумуляции световой энергии, в частности, при помощи изотропного поглощающего слоя, помещенного между двумя оптическими диодами или между диодом и зеркалом. В работе [31] на конкретных примерах продемонстрирован этот механизм увеличения поглощения. В [32] предложен метод увеличения аккумуляции света в системе (и, следовательно, увеличения поглощения) посредством добавления слоя уменьшающего отражения.

Изготовление новых оптических устройств может существенно усовершенствоваться при использовании более передовых оптических структур. А для того, чтобы создать новые оптические конфигурации, необходимо понимание процессов поглощения и эмиссии в простейших системах, а также современные численные средства проектирования.

В данной работе представлена по возможности полная картина особенностей поглощения и эмиссии для конечного слоя хирального ФК – холестерического жидкого кристалла (ХЖК) и исследовано влияние толщины, диэлектрической анизотропии и параметров, характеризующих поглощение и усиление, на поглощение и эмиссию света.

2. Метод анализа

Для исследования особенностей поглощения (эмиссии) мы будем использовать точные аналитические выражения для коэффициентов отражения и пропускания для конечного слоя ХЖК, полученные в работах [33-35]. Мы исследуем особенности поглощения (эмиссии) для собственной поляризации (СП). СП – это две поляризации падающего света, которые не изменяются при прохождении через систему. В случае минимального влияния диэлектрических границ, т.е. при $\varepsilon_s = \varepsilon_m$, где ε_s – диэлектрическая проницаемость среды, окружающей с обеих сторон слой ХЖК, $\varepsilon_m = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$, а ε_1 и ε_2 – главные значения локального тензора диэлектрической проницаемости слоя ХЖК, и малой диэлектрической анизотропии, СП совпадают с ортогональными круговыми поляризациями.

3. Результаты и обсуждение

Вычисления были выполнены для слоя ХЖК с параметрами $n_0 = \varepsilon_1^{1/2} = 1.4639$ и $n_e = \varepsilon_2^{1/2} = 1.5133$. Это параметры ХЖК состава холестерил-

нонаноат : холестерил-хлорид : холестерил-ацетат = 20:15:6, обладающего при комнатной температуре (24°C) шагом спирали в оптическом диапазоне ($p = 420$ нм). Спираль ХЖК правая, так что падающий на бездефектный слой ХЖК свет с правой круговой поляризацией обладает ФЗЗ, а свет с левой круговой поляризацией – нет. Кроме того, мы будем рассматривать случай минимального влияния диэлектрических границ, т.е. когда $n_s = \varepsilon_m^{1/2}$, где n_s – коэффициент преломления среды, ограничивающей слой ХЖК с обеих сторон.

Пусть слой ХЖК обогащен молекулами красителя. При наличии волны накачки эта система является усиливающей, т.е. рассматривается планарный резонатор с активным элементом. Наличие молекул красителя в системе приводит к изменению локальных коэффициентов преломления системы. В этом случае эффективные мнимые части эффективных локальных коэффициентов преломления ХЖК ($n''_{1,2}$) являются отрицательными величинами ($n_{1,2} = n'_{1,2} + in''_{1,2}$). Если при наличии поглощения (в этом случае мнимые части $n''_{1,2}$ локальных коэффициентов преломления ХЖК положительны) величина $A = 1 - (R + T)$, характеризующая поглощенную системой световую энергию (R и T – энергетические коэффициенты отражения и пропускания, соответственно), меньше единицы и положительна, то в усиливающей среде A является отрицательной величиной, и поэтому эмиссия системы будет характеризоваться величиной $|A|$.

Далее мы будем характеризовать степень упорядоченности дипольных моментов переходов гость-молекул посредством параметра порядка S_d . Он определяется посредством среднего значения от $\cos\vartheta$: $S_d = 1.5\langle \cos\vartheta \rangle - 0.5$, где ϑ – угол между локальным направлением оптической оси ХЖК и дипольным моментом перехода гость-молекул. Максимальное возможное значение параметра порядка $S_d = 1$ соответствует случаю идеальной ориентации моментов дипольных переходов, параллельных локальному направлению оптической оси. Значение $S_d = 0$ соответствует изотропному ориентационному распределению, а минимальное значение $S_d = -0.5$ соответствует изотропному распределению моментов дипольных переходов в плоскости, перпендикулярной локальной оптической оси. В приближении линейной оптики полученные соотношения описывают как режим усиления, так и режим генерации.

На рис.1 представлены эволюции спектров поглощения A (a,c,e) и эмиссии $\ln(|A|)$ (b,d,f) при увеличении параметров, характеризующих поглощение (параметр $x = \ln(2\text{Im}\varepsilon_m)$) и усиление (параметр $x' = \ln(-2\text{Im}\varepsilon_m)$). Рис.1a и b соответствуют случаю изотропных поглощения и усиления, рис.1c и d – случаю, когда поглощение и усиление обусловлены введением мнимой части только у диэлектрической проницаемости, параллельной локальному директору ($y \varepsilon_1$) и рис.1e и f – случаю, когда поглощение и усиление обусловлены введением мнимой части только у диэлектрической проницаемости, перпендикулярной локальному директору ($y \varepsilon_2$). При анизотропных поглощении $x = \ln(2\text{Im}\varepsilon_m)$ и усилении $x' = \ln(-2\text{Im}\varepsilon_m)$. Такое наглядное представление поглощения и эмиссии позволяет обнаружить ряд новых особенностей.

Известно, что при взаимодействии электромагнитной волны со средой с

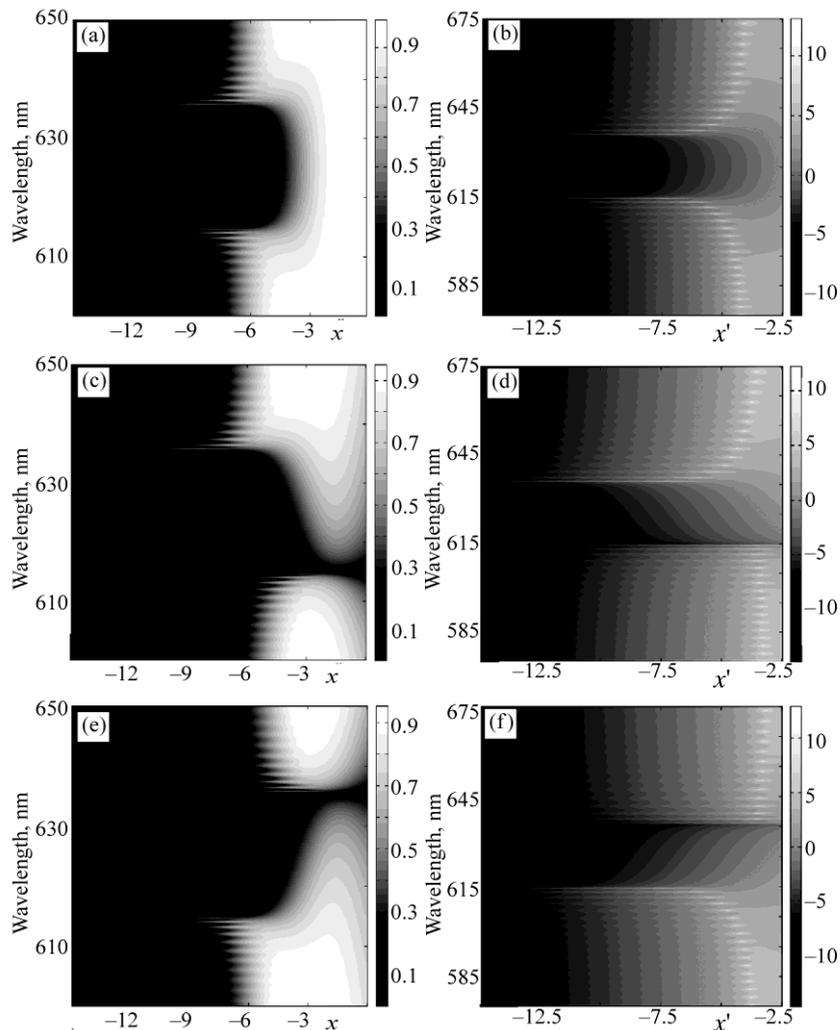


Рис.1. Эволюция спектров поглощения A (a,c,e) и эмиссии $\ln(|A|)$ (b,d,f) при увеличении параметров, характеризующих поглощение (параметр $x = \ln(\text{Im}\epsilon_m)$) и усиление (параметр $x' = \ln(-\text{Im}\epsilon_m)$): (a,b) – изотропное поглощение и усиление, (c,d,e,f) – анизотропное поглощение и усиление. При анизотропном поглощении $x = \ln(2\text{Im}\epsilon_m)$ и усилении $x' = \ln(-2\text{Im}\epsilon_m)$, $d = 150p$.

неоднородностями, последние приводят к модуляции суммарной волны, возникающей в среде. В соответствии с наличием различных форм модуляции волны должны существовать различные механизмы аномалии поглощения и эмиссии. В ХЖК при наличии локальной анизотропии поглощения имеет место эффект Бормана, заключающийся в аномально слабом (или сильном) поглощении излучения в условиях дифракционного рассеяния. В отличие от случая рентгеновских лучей в кристаллах в ХЖК эффект Бормана реализуется за счет поляризационных свойств собственных волн. Если частота света находится в ФЗЗ, то направление суммарного поля в слое оказывается определенным для задан-

ной координаты z вдоль оси спирали при падении на слой ХЖК света с дифрагирующей круговой поляризацией. Более того, с изменением z это направление поворачивается вокруг него, но так, что угол между директором и этим направлением в каждой точке остается неизменным. Если частота света изменяется, то угол между директором и суммарным полем также изменяется. Причем, на коротковолновой границе ФЗЗ суммарное поле оказывается ориентированным вдоль направления, соответствующего меньшему главному значению локального тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$. На длинноволновой границе ФЗЗ поле направлено перпендикулярно направлению меньшего главного значения. Введение поглощения (для определенности будем считать его слабым) существенно не повлияет на поляризационные характеристики собственных волн. Поэтому описанная выше структура полей сохраняется и при наличии поглощения. Отсюда ясно, что если осцилляторы поглощения в молекулах ХЖК направлены вдоль длинной оси молекул (вдоль направления директора или главной оси, соответствующей ϵ_1), то минимальное поглощение будет наблюдаться на длинноволновой границе ФЗЗ. Если же осцилляторы поглощения направлены перпендикулярно директору, то минимальное поглощение будет проявляться на коротковолновой границе ФЗЗ.

Однако, это не единственный механизм аномально слабого (или сильного) поглощения излучения в этих средах. Подавленное поглощение и аномально сильное поглощение наблюдаются и при локальной изотропии поглощения [24,28]. Для более полного понимания физической картины возникновения аномалии поглощения при локальной изотропии поглощения снова обратимся к картине полей в среде. Как уже отмечено, при падении света с дифрагирующей круговой поляризацией в среде возникает стоячая волна, причем, характер изменения амплитуды этой волны в зависимости от z существенно отличается внутри ФЗЗ и вне ФЗЗ. Внутри ФЗЗ амплитуда стоящей волны экспоненциально уменьшается с увеличением z и уже при $z \sim 20 \div 30\sigma$ она практически равна нулю, т.е. происходит дифракционное отражение. Поглощение мало влияет на структуру поля в среде, и поскольку поглощение излучения происходит в сравнительно малой области среды, оно получается аномально слабым. Вне ФЗЗ амплитуда суммарной волны осциллирует с изменением z и возникают биения. На минимумах дифракционного отражения с границами слоя $z = 0$ и $z = d$ минимумы биений совпадают, а на максимумах дифракционного отражения с границей $z = 0$ совпадают максимумы биений и с границей $z = d$ совпадают минимумы биений (d – толщина ХЖК). На первом минимуме дифракционного отражения возникает только один гребень со значительной высотой. При этом амплитуда суммарной волны в среде в центре слоя намного больше амплитуды падающей волны.

Из-за многократных отражений на структуре среды и на границах слоя происходит накопление энергии излучения в центре слоя и плотность световой энергии здесь намного больше, чем вне слоя. Вот почему наличие даже малого поглощения (малого $\text{Im}\epsilon_m$) приводит к аномально сильному затуханию. На втором минимуме дифракционного отражения возникают уже два гребня бие-

ний сравнительно меньшей высоты, поэтому на этой длине волны аномально сильное поглощение выражено более слабо. На третьем минимуме дифракционного отражения возникают три гребня меньшей высоты и т.д. На первом максимуме дифракционного отражения гребень первого биения совпадает с границей $z = 0$, а минимум второго биения совпадает с границей $z = d$. Однако, высота гребня на максимуме дифракционного отражения намного меньше, чем на соответствующем минимуме. Наличие поглощения практически не влияет на высоту первого гребня и уменьшает высоту второго гребня. Поскольку в этом случае плотность световой энергии в среде мала и, кроме того, сильное поглощение излучения происходит в сравнительно малой области среды, поглощение излучения получается аномально слабым. С увеличением номера максимума увеличивается число гребней, поэтому аномально слабое поглощение выражается все более слабо. Таким образом, вне ФЗЗ при локальной изотропии поглощения аномалии поглощения и излучения обусловлены тем, что в среде возникает стоячая волна с узлами на границах слоя (в этом случае наблюдается аномально сильное поглощение) или с пучностью на первой границе и с узлом на второй границе (в этом случае наблюдается аномально слабое поглощение).

Хорошо известно, что для конечного слоя ХЖК коэффициент отражения равен единице в ФЗЗ и уменьшается, осциллируя вне ФЗЗ. Эти осцилляции наблюдаются экспериментально и являются следствием дифракции света в ограниченном объеме и не связаны с отражением от диэлектрических границ. Наличие диэлектрических границ, т.е. n_s отличается от $n_m = \varepsilon_m^{1/2}$, приводит к дополнительной модуляции этих осцилляций вне ФЗЗ.

Таким образом, при изотропном поглощении, как и при отсутствии поглощения, в ХЖК действуют два механизма дифракции при взаимодействии света с конечным слоем ХЖК. Один обусловлен дифракцией света на периодической структуре ХЖК и проявляется возникновением ФЗЗ, другой обусловлен дифракцией света в ограниченном объеме и проявляется возникновением дифракционных осцилляций вне ФЗЗ подобно маятниковым биениям, хорошо известным в теории дифракции рентгеновского излучения. Следует, однако, четко отличать эти осцилляции от интерференционных осцилляций, возникающих из-за диэлектрических границ и наблюдающихся также при прохождении света через слой изотропной среды. Они имеют разные периоды как по частоте, так и по толщине. Дифракционные осцилляции наблюдаются также при минимальном влиянии диэлектрических границ, т.е. при $n_m = n_s$. Минимумы дифракционных отражений приближенно определяются из условия

$$Kd = m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (1)$$

где

$$K = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} + a^2} \pm \sqrt{\left(\frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2}\right)^2 + 4a^2 \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_m}, \quad a = \frac{2\pi}{p}.$$

Как видно из рис.1, в ФЗЗ ($m = 0$) имеет место подавление поглощения (эмиссии). Вне ФЗЗ на минимумах дифракционного отражения имеет место сильное поглощение (эмиссия), а на максимумах отражения – слабое поглощение (эмиссия). При анизотропном поглощении (усилении) вне ФЗЗ вблизи ее границ имеют место эффекты аномально сильного и аномально слабого поглощения (эмиссии). При анизотропном поглощении происходит полное подавление поглощения вблизи одной из границ ФЗЗ: вблизи коротковолновой границы, если поглощение обусловлено наличием мнимой части у ε_2 , и вблизи длинноволновой границы, если поглощение обусловлено наличием мнимой части у ε_1 при $\varepsilon_1' > \varepsilon_2'$. При дальнейшем увеличении параметра x область полного поглощения расширяется. Указанные особенности обусловлены наличием нового механизма дифракции и дифракционного подавления поглощения. При наличии локально анизотропного поглощения появляется новый механизм дифракции, обусловленный периодическим изменением поглощения в пространстве.

Интересная картина наблюдается при усилении. При увеличении параметра x' эмиссия увеличивается, однако, в плоскости (λ, x') существуют дискретные точки, где эмиссия максимальна. Она принимает максимальные значения на модах, определяемых условием (1), причем, с увеличением номера моды m увеличивается значение параметра x' , при котором эмиссия становится максимальной. Как известно, при слабом поглощении (излучении) и при малом d/mk коэффициенты отражения R и пропускания T на этих частотах, определяемых выражением (1), имеют вид [24]

$$R = \frac{(b^3 \gamma)^2}{((\pi m)^2 + b^3 \gamma)^2}, \quad T = \frac{(\pi m)^4}{((\pi m)^2 + b^3 \gamma)^2}, \quad (2)$$

где $b = \pi \delta d / p$, $\gamma = \text{Im} \varepsilon_m / \text{Re} \varepsilon_m$, $\delta = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) / (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$, $m=1,2,3,\dots$. В случае усиления γ является отрицательной величиной и, следовательно, при условии

$$\gamma = -\frac{(m\pi)^2}{b^3} = -\frac{(m\pi)^2}{(\pi \delta d / p)^3} \quad (3)$$

коэффициенты отражения и пропускания расходятся. Как показано в [37,38], при малых значениях $|\gamma|$ частота лазерной генерации определяется из условия (1), и решения уравнения, являющиеся условием существования ненулевых решений для амплитуд отраженной и прошедшей волны при нулевой амплитуде падающей волны совпадают с решениями $(\pi m)^2 + a^3 \gamma = 0$. Соответствующие пороговые значения γ определяются из условия (3). Как показано в работах [37,38] и видно из (3), минимальное пороговое значение $|\gamma|$ соответствует моде с $m = 1$, т.е. наиболее близкой к ФЗЗ лазерной моде, и с увеличением m увеличивается пороговое значение γ . Отметим, что рассматриваемая задача о прохождении излучения через планарный резонатор с активным элементом с постоянным коэффициентом усиления 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. Поскольку процесс взаимодействия излучения с усиливающей средой перестает быть как линейным, так и стационарным, линейное приближение к рассматриваемой задаче не может быть применено. Однако, представленные результаты дают много информации об

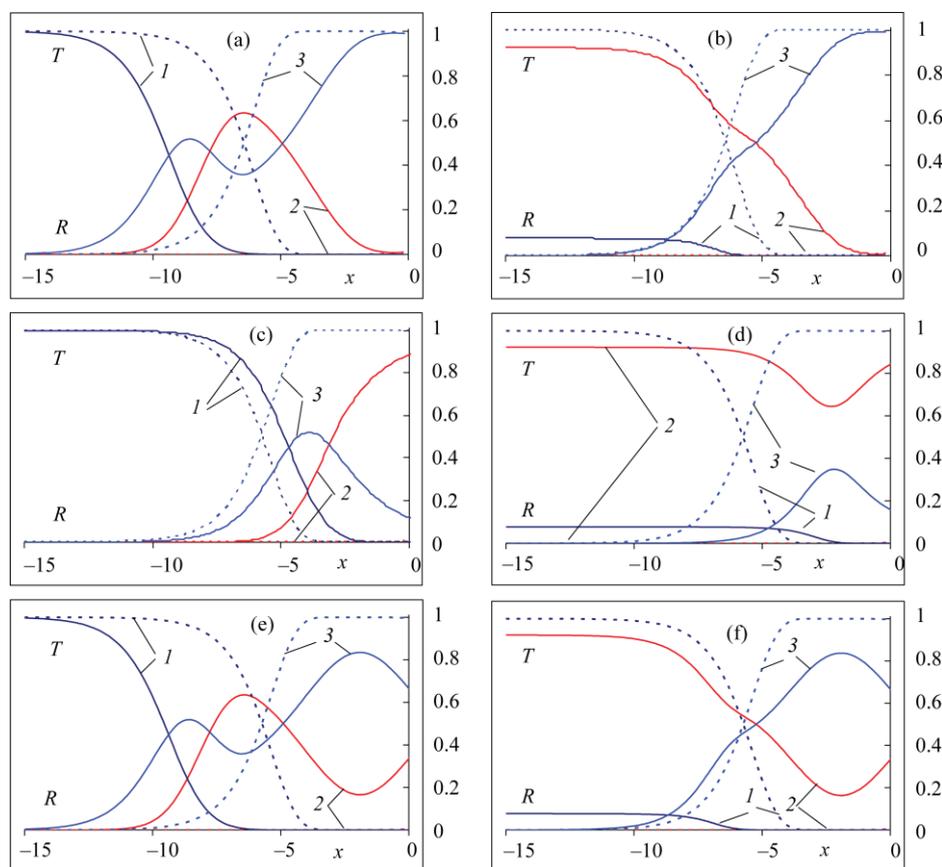


Рис.2. Зависимости пропускания T (кривая 1), отражения R (кривая 2) и поглощения A (кривая 3) от параметра x на первом минимуме (a,c,e) и на первом максимуме (b,d,f) дифракционного отражения. Падающий на слой свет имеет поляризацию, совпадающую с дифрагирующим (сплошные кривые) и недифрагирующим (штриховые кривые) СП: (a,b) – изотропное поглощение и усиление, (c,d,e,f) – анизотропное поглощение и усиление. При анизотропном поглощении $x = \ln(2\text{Im}\epsilon_m)$ и усиления $x' = \ln(-2\text{Im}\epsilon_m)$, $d = 150\rho$.

особенностях излучения и лазерной генерации в ХЖК, в частности, по пикам эмиссии на модах (1) можно определить пороговые значения коэффициента усиления.

Как было показано в работе [36], аналогичные закономерности наблюдаются и для фотонной плотности состояний для слоя ХЖК. Там же показано, что в плоскости (λ, x') на точках, где фотонная плотность состояний максимальна, происходит максимальная аккумуляция световой энергии.

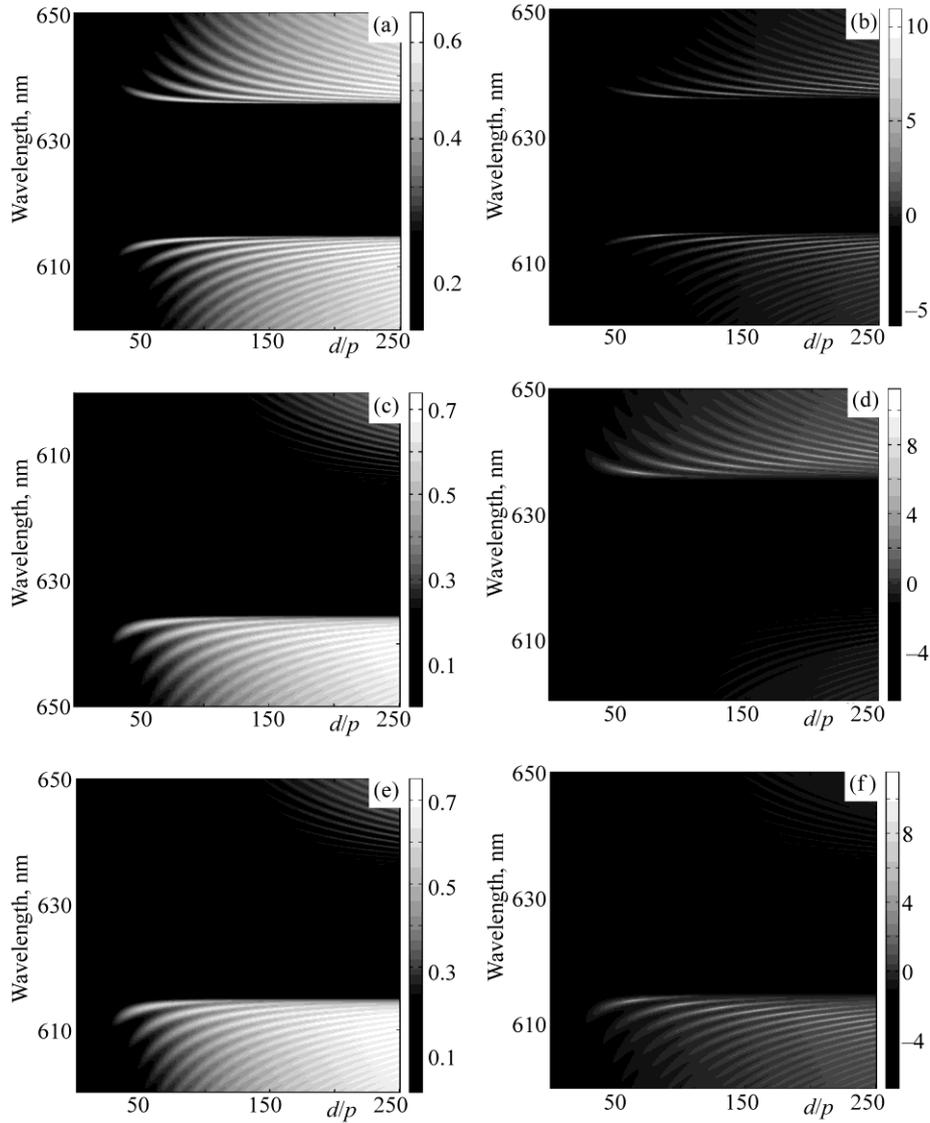


Рис.3. Эволюция спектров поглощения A (a,c,e) и эмиссии $\ln(|A|)$ (b,d,f) при увеличении толщины слоя ХЖК (параметра d/p): (a) $\varepsilon_1'' = \varepsilon_2'' = 0.001$, (b) $\varepsilon_1'' = \varepsilon_2'' = -0.001$, (c) $\varepsilon_1'' = 0$, $\varepsilon_2'' = 0.002$, (d) $\varepsilon_1'' = 0$, $\varepsilon_2'' = -0.002$, (e) $\varepsilon_1'' = 0.002$, $\varepsilon_2'' = 0$, (f) $\varepsilon_1'' = -0.002$, $\varepsilon_2'' = 0$.

На рис.2 представлены зависимости пропускания T (кривая 1), отражения R (кривая 2) и поглощения A (кривая 3) от параметра x на первом минимуме (a,c,e) и на первом максимуме (b,d,f) дифракционного отражения. Падающий на слой свет имеет поляризацию, совпадающую с дифрагирующей (сплошные кривые) и недифрагирующей (штриховые кривые) СП. Представленные графики демонстрируют резкую зависимость отражения, пропускания и поглощения от изменения x в области малых значений. Вдали от ФЗЗ изменения соответствующих величин при изменении x в области малых значений совершенно незначительны. Отметим резкую избирательность по частоте эффектов аномалии поглощения вблизи ФЗЗ [24]. Сильные изменения поглощения в основном обусловлены изменением отражения от x , так как пропускание резко уменьшается до нуля с увеличением x . При этом соответствующая частота минимумов отражения превращается в частоту максимумов, и наоборот.

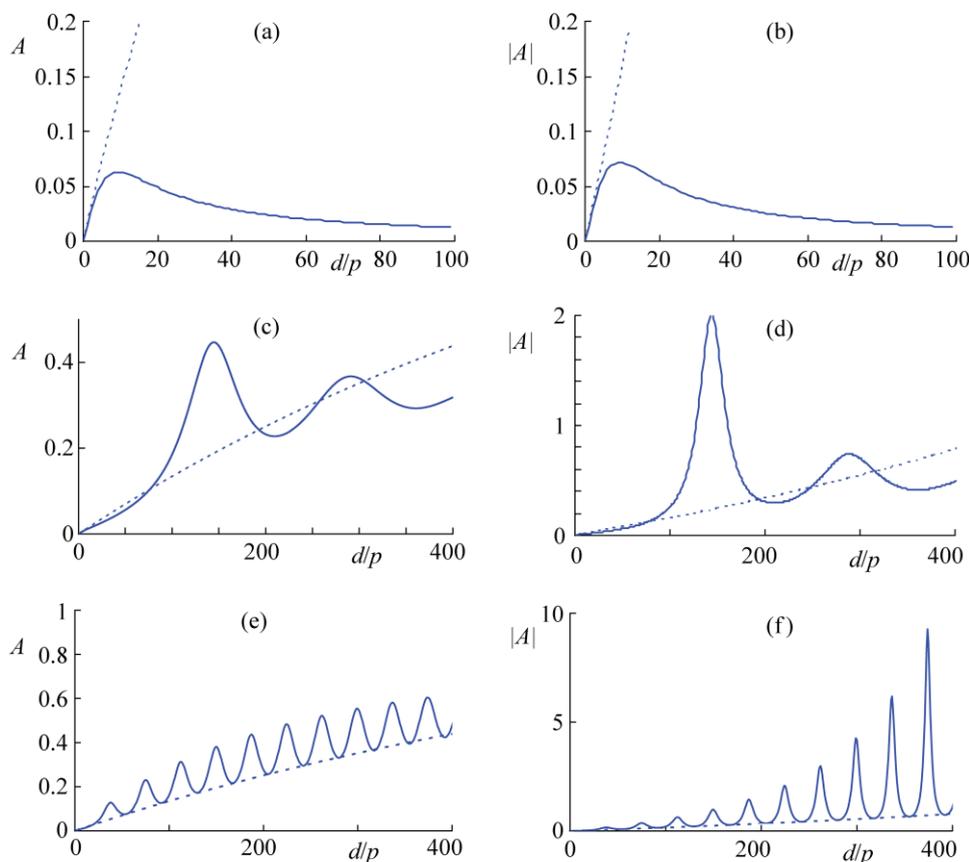


Рис.4. Зависимость поглощения A и эмиссии $|A|$ от толщины слоя ХЖК (параметра d/p): (a,b) $\lambda = 615$ нм, (c,d) $\lambda = 614.638$ нм), (e,f) $\lambda = 612$ нм. Падающий на слой свет имеет поляризацию, совпадающую с дифрагирующей (сплошные кривые) и недифрагирующей (штриховые кривые) СП: (a) $\varepsilon_1'' = 0.001$, $\varepsilon_2'' = 0$ (b) $\varepsilon_1'' = -0.001$, $\varepsilon_2'' = 0$, (c,e) $\varepsilon_1'' = \varepsilon_2'' = 0.0005$, (d,f) $\varepsilon_1'' = \varepsilon_2'' = -0.0005$.

Мы также исследовали влияние толщины слоя на поглощение и эмиссию. На рис.3 представлены эволюции спектров поглощения A (a,c,e) и эмиссии $\ln(|A|)$ (b,d,f) при увеличении толщины слоя ХЖК. Рис.1a и b соответствуют случаю изотропного поглощения и усиления, рис.1c и d – случаю, когда поглощение и усиление обусловлены введением мнимой части только у диэлектрической проницаемости, параллельной локальному директору ($\gamma \varepsilon_1$) и рис.1e и f – случаю, когда поглощение и усиление обусловлены введением мнимой части только у диэлектрической проницаемости, перпендикулярной локальному директору ($\gamma \varepsilon_2$).

На рис.4 представлены зависимости поглощения A и эмиссии $|A|$ от толщины слоя ХЖК (параметр d/p) на длине волны $\lambda = 615$ нм внутри ФЗЗ (a,b), вне ФЗЗ в непосредственной близости к ней на длине волны $\lambda = 614.6$ нм (c,d), а также вдали от ФЗЗ на длине волны $\lambda = 612$ нм (e,f). Падающий на слой свет имеет поляризацию, совпадающую с дифрагирующей (сплошные кривые) и недифрагирующей (штриховые кривые) СП. Рис.4a и b соответствуют случаям анизотропного поглощения и усиления, а остальные – изотропным.

Внутри ФЗЗ при анизотропном поглощении (усилении) величина A ($|A|$) для света с дифрагирующей СП сначала быстро увеличивается, а затем уменьшается (см. [33]), тогда как для света с недифрагирующей СП обе они монотонно увеличиваются. Вне ФЗЗ при изотропном поглощении (усилении) величина A ($|A|$) осциллирует, причем, на длинах волн, близких к ФЗЗ, значение A ($|A|$) на первом максимуме больше, чем на остальных, тогда как при удалении от ФЗЗ имеем обратную картину. Отметим также, что если при наличии поглощения значения величины A на максимуме и минимуме отличаются друг от друга сравнительно мало, то при усилении эти отличия значительны. Это выражается также в том, что в плоскости $(\lambda, d/p)$ вблизи ФЗЗ появляются темные дискретные точки, где имеет место сильная эмиссия на модах, определяемых уравнением (1) (см. рис.3).

Перейдем к результатам исследования влияния локальной анизотропии преломления на поглощение и эмиссию. На рис.5 представлены спектры поглощения (a) и эмиссии (b) при различных значениях $\Delta = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/2$.

Как видно из рисунка, при слабой локальной анизотропии значение величины A ($|A|$) на первом коротковолновом минимуме дифракционного отражения больше, чем на соответствующем длинноволновом минимуме. По мере увеличения анизотропии значение величины A ($|A|$) на минимумах дифракционного отражения увеличивается. Однако, начиная с некоторого значения анизотропии преломления, величина A ($|A|$) на первых минимумах дифракционного отражения начинает уменьшаться, причем, это критическое значение Δ для коротковолновых минимумов дифракционного отражения меньше, чем для длинноволновых. Вследствие этого, начиная с некоторого значения Δ , значение величины A ($|A|$) на первом коротковолновом минимуме дифракционного отражения становится меньше, чем на соответствующем длинноволновом минимуме. При дальнейшем увеличении Δ значение величины A ($|A|$) на втором мини-

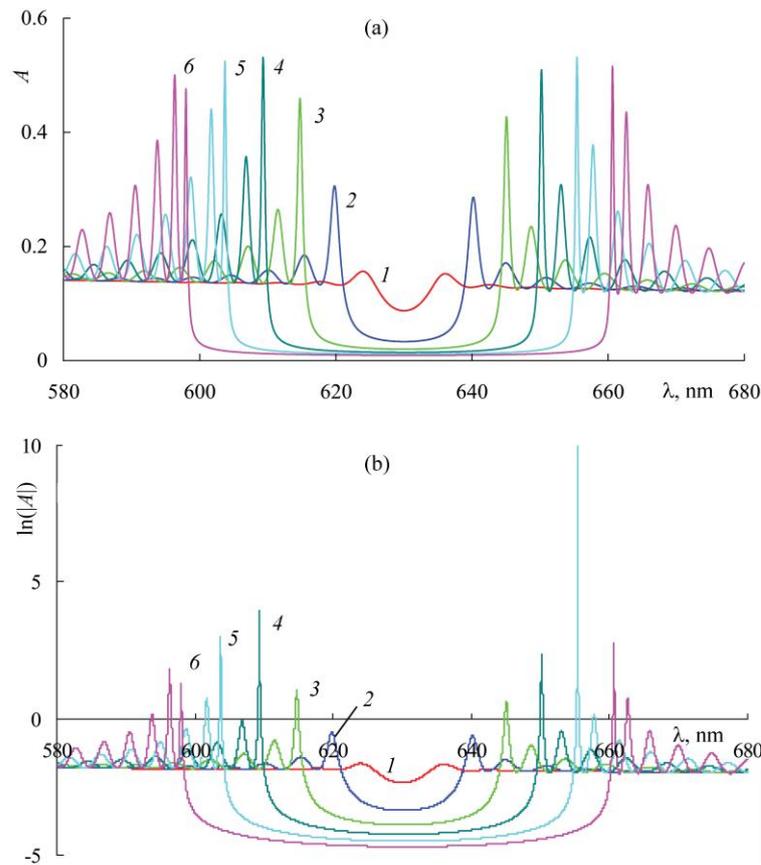


Рис.5. Спектры поглощения (а) и эмиссии (b) при различных значениях $\Delta = (\epsilon_1 - \epsilon_2)/2$, $d = 150\rho$. При наличии поглощения $\epsilon''_1 = \epsilon''_2 = 0.001$, а при наличии усиления $\epsilon''_1 = \epsilon''_2 = -0.001$. (Кривая 1) $\Delta = 0.004$, (кривая 2) $\Delta = 0.008$, (кривая 3) $\Delta = 0.012$, (кривая 4) $\Delta = 0.016$, (кривая 5) $\Delta = 0.02$, (кривая 6) $\Delta = 0.024$.

муме дифракционного отражения становится больше, чем на первом. По мере увеличения Δ увеличивается номер минимума дифракционного отражения, на котором наблюдается максимальное поглощение (эмиссия).

4. Заключение

Мы исследовали особенности поглощения и эмиссии для конечного слоя ХЖК при минимальном влиянии диэлектрических границ. Полученные результаты имеют общий характер и могут иметь место также для хиральных ФК других типов, а также для хиральных ФК на основе метаматериалов. Мы изучали особенности влияния различных механизмов дифракции в хиральных ФК на поглощение и эмиссию. Мы показали, в частности, что ответ на вопрос о том, на коротковолновом или длинноволновом минимуме дифракционного отражения наблюдается максимальное поглощение (эмиссия), зависит также от ло-

кальной анизотропии преломления среды.

Выражаю благодарность Армянскому национальному фонду науки и образования за частичную финансовую поддержку (ANSEF грант Opt-3517).

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Yablonovich. Phys. Rev. Lett., **58**, 2059 (1987).
2. O. Painter, R.K. Lee, et al. Science, **284**, 1819 (1999).
3. M. Meier, A. Mekis, et al. Appl. Phys. Lett., **74**, 7 (1999).
4. H. Altug, D. Englund, J. Vuckovic. Nature Physics, **2**, 484 (2006).
5. P. Lodahi, A.F. van Driel, et al. Nature (London), **430**, 654 (2004).
6. R.V. Nair, A.K. Tiwari, S. Mujumdar, B.N. Jagatap. Phys. Rev. A, **85**, 023844 (2012).
7. M. Bobrovsky, T.F. Krauss, et al. Appl. Phys. Lett., **75**, 1036 (1999).
8. C. Santori, D. Fattal, et al. Nature (London), **419**, 594 (2002).
9. J. Kim, O. Benson, H. Kan, Y. Yamamoto. Nature (London), **397**, 500 (1999).
10. P. Michler, A. Kiraz, et al. Science, **290**, 2282 (2000).
11. A. Kuhn, M. Henric, G. Rempe. Phys.Rev.Lett., **89**, 067901 (2002).
12. M. Gratzel. Nature (London), **414**, 338 (2001).
13. L. Zeng, P. Bermel, Y. Yi, et al. Appl. Phys. Lett., **93**, 221105 (2008).
14. А.Н. Gevorgyan, А. Kocharian, G.A. Vardanyan. Opt. Commun., **259**, 455 (2006).
15. А.Н. Gevorgyan, M.Z. Harutyunyan. Phys. Rev. E, **76**, 031701 (2007).
16. R. Nityananda, U.D. Kini, S. Chandrasekhar, et al. Proc. Intern. Liquid Cryst. Conf. Pramana Suppl., Bangalore, **1**, 325 (1975).
17. S. Chandrasekhar, G.S. Ranganath, K.A. Suresh. Proc. Intern. Liquid Cryst. Conf. Pramana Suppl., Bangalore, **1**, 341 (1975).
18. В.А. Беляков, В.Е. Дмитриенко. ФТТ, **18**, 2880 (1976).
19. R. Dreher, G. Meier, A. Saure. Mol. Cryst. Liquid Cryst., **13**, 17 (1971).
20. Е.А. Suresh. Mol. Cryst. Liquid Cryst., **35**, 267 (1976).
21. С.Н. Аронишидзе, В.Е. Дмитриенко и др. Письма в ЖЭТФ, **32**, 19 (1980).
22. S. Endo, T. Kuribara, T. Akahane. Jpn. J. Appl. Phys., **22**, L499 (1983).
23. R. Barbet-Massin, P.-J. Pieranski. Phys. Lett., **45**, 799 (1984).
24. В.А. Беляков, А.А. Геворгян, О.С. Ерицян, Н.В. Шипов. ЖТФ, **57**, 1418 (1987).
25. H. Takazoe, G. Ouchi, et al. Jpn. J. Appl. Phys., **22**, 1080 (1983).
26. S. Yuvaraj, K.A. Suresh. JOSA, **A11**, 740 (1994).
27. А.А. Геворгян. Опт. и спектр., **87**, 132 (1999).
28. А.Н. Gevorgyan. Mol. Cryst. Liquid Cryst., **378**, 129 (2002).
29. А.А. Геворгян. ЖТФ, **75**, 96 (2005).
30. А.А. Геворгян. ЖТФ, **76**, 96 (2006).
31. E. Kallos, V. Yannopoulos, D.J. Photinos. Opt. Mat. Express, **2**, 1449 (2012).
32. I.V. Timofeev, V.G. Arkhipkin, et al. Opt. Mat. Express, **3**, 496 (2013).
33. Г.А. Варданян, А.А. Геворгян. Кристаллография, **42**, 723 (1997).
34. А.А. Геворгян. Опт. и спектр., **89**, 685 (2000).
35. А.А. Геворгян. Опт. и спектр., **92**, 237 (2002).
36. А.Н. Gevorgyan, К.В. Oganesyanyan, et al. Laser Phys. Lett., **10**, 125802 (2013).
37. V.A. Belyakov. Ferroelectrics, **344**, 163 (2006).
38. А.А. Геворгян. Опт. спектр., **108**, 92 (2010).

ՔԻՐԱԼ ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՎԵՐՋԱՎՈՐ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՄԲ
ՇԵՐՏԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԵՎ ԷՄԻՍԻԱՆ

Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Ուսումնասիրված են վերջավոր հաստությամբ խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղի շերտի կլանման և էմիսիայի առանձնահատկությունները: Հետազոտված են կլանումը և ուժեղացումը բնութագրող պարամետրերի, ինչպես նաև շերտի հաստության և լոկալ դիէլեկտրային անիզոտրոպիայի ազդեցությունը կլանման և էմիսիայի վրա: Մասնավորապես ցույց է տրված, որ ուժեղացումը բնութագրող x' պարամետրի մեծացումը բերում է էմիսիայի մեծացմանը, սակայն (λ , x') հարթության մեջ կան կետեր, որտեղ էմիսիան ընդունում է առավելագույն արժեքներ (λ -ն ընկնող լույսի ալիքի երկարությունն է): Այդ կետերը որոշում են ուժեղացման գործակցի այն արժեքները, որոնց դեպքում տեղի ունի լազերային գեներացիա:

ABSORPTION AND EMISSION OF A FINITE LAYER
OF CHIRAL PHOTONIC CRYSTAL

A.H. GEVORGYAN

Peculiarities of absorption and emission of a finite layer of cholesteric liquid crystal are investigated. The influence of changes of parameters characterizing absorption and amplification, and also layer thickness and local dielectric anisotropy on absorption and emission are studied. In particular, it is shown that at increase of the parameter x' characterizing amplification emission increase too, but in plane (λ , x') there are discrete points where emission have maximum values (λ is the wavelength of incident light). These points define critical values of amplification at which laser generation takes place.