

## МИКРОЛАЗЕРЫ НА ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

© 2010 г. Г. Е. Невская\*, доктор техн. наук; С. П. Палто\*\*, доктор физ.-мат. наук;  
М. Г. Томилин\*\*\*, доктор техн. наук

\* Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, Санкт-Петербург

\*\* Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Москва

\*\*\* Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий,  
механики и оптики, Санкт-Петербург

E-mail: nevskeyag@mail.ru, palto@online.ru, mgtomilin@mail.ru

Рассматриваются физические основы лазерного эффекта в жидких кристаллах. Обсуждаются условия возникновения генерации в жидких кристаллах разных типов, а также описываются низкопороговые лазеры и оптические усилители. Анализируются особенности, достоинства и недостатки жидкокристаллических микролазеров.

*Ключевые слова:* лазер, жидкие кристаллы, периодические структуры, красители, фотоны, оптические усилители.

Коды OCIS: 140.3380, 140.4480, 160.3710

*Поступила в редакцию 16.04.2010*

### Введение

В жидких кристаллах (ЖК) может быть создано пространственно-периодическое изменение показателя преломления, позволяющее получить запрещенные зоны для энергий фотонов. Если на слой ЖК попадает фотон, обладающий энергией, которая соответствует запрещенной зоне, то он не может в нем распространяться и отражается. Такие жидкокристаллические структуры являются фотонными кристаллами. Фотонные кристаллы можно использовать для лазерной генерации. На границах запрещенной зоны (“стоп-зоны” или “полосы селективного отражения”) фотоны сильно локализованы. Это является следствием высокой плотности состояний [1, 2], и именно оно становится ключевым для существования низкопороговой генерации. Идея получения лазерной генерации в условиях, когда обратная связь создается не внешними зеркалами, а пространственно-периодическими изменениями диэлектрической проницаемости, была предложена в работах [3, 4]. Были рассмотрены различные случаи, когда пространственно-распределенная обратная связь создается брэгговской структурой с периодическим профилем комплексного показателя преломления.

В 1973 г. был получен первый патент на перестраиваемый ЖК-лазер с распределенной обратной связью [5]. Лазерная генерация должна была обеспечиваться холестерическим жидким кристаллом (ХЖК) с внедренным в него флуоресцентным красителем. Предполагалось, что периодическая геликоидальная структура ХЖК осуществляла бы распределенную обратную связь. Однако данных о реализуемости такого лазера не приводилось. Впервые лазерная генерация в ХЖК была экспериментально получена в 1980 г. [6]. Исследования лазерного эффекта и особенностей люминесценции в ХЖК были продолжены в работах [7–10].

В силу анизотропии свойств ЖК теоретическая модель Когельника и Шанка [3, 4] не дает исчерпывающего представления о свойствах обратной связи в фотонных ЖК-структурах. Последнее, по-видимому, явилось причиной того, что первые экспериментальные результаты по лазерной генерации в ХЖК были не вполне правильно интерпретированы, хотя эксперимент был выполнен на высоком уровне. Возможно поэтому в литературе безусловный приоритет авторов работы [6] иногда замалчивается, а первенство наблюдения лазерного эффекта в хиральных ЖК закрепляется за работами

[11, 12]. В работе [11] лазерная генерация наблюдалась в хиральном полимерно-стабилизированном ЖК, а в работе [12] докладывались результаты о наблюдении лазерного эффекта в чистых ХЖК. Хотя эти работы не являются пионерскими, их безусловная значимость в том, что авторы, став на позиции интерпретации лазерного эффекта в терминах запрещенной фотонной зоны и плотности состояний, активизировали это направление исследований. В результате появилось много исследований по лазерной генерации в системах на основе ЖК [13–22].

Ранние работы по лазерной генерации в ЖК приведены в обзоре [2]. Последние достижения в данной области изложены в сборнике [22]. Исчерпывающе охватить все публикации по лазерной генерации в ЖК не представляется возможным. Поэтому цель авторов настоящего обзора состояла в том, чтобы на примере наиболее значимых работ показать современное состояние проблемы, затронув физические основы и особенности возбуждения лазерной генерации в ЖК.

## 1. Генерация лазерного излучения в хиральных ЖК

### 1.1. Физические основы лазерной генерации в хиральных ЖК

В работах Когельника и Шанка [3, 4] рассмотрены два случая возникновения распределенной обратной связи: модуляция реальной части комплексного показателя преломления (индекса преломления) и модуляция показателя усиления среды (т. е. величины, связанной с мнимой частью комплексного показателя преломления). Для этих случаев авторы [3, 4] получили дисперсионные соотношения для собственных волн и нашли зависимости пороговых значений показателя усиления от параметров модулированной среды. Принципиальным результатом является возникновение в случае модуляции индекса преломления в спектре собственных волн запрещенной зоны с центром на брэгговской частоте  $\omega_0 = \pi c / (n\Lambda)$  ( $c$  – скорость света в вакууме,  $\Lambda$  – структурный период модуляции,  $n$  – среднее значение индекса преломления) и шириной  $\delta\omega = n_1\omega_0$  ( $n_1$  – амплитуда модуляции индекса преломления). Авторы установили, что самая низкочастотная мода находится непосредственно у края стоп-зоны. Для показателя усиления  $\alpha_g$ , соответствующего возбуждению

лазерной генерации на краю зоны, получено выражение

$$\alpha_g L \approx \left( \frac{\lambda_g}{n_1 L} \right)^2, \quad (1)$$

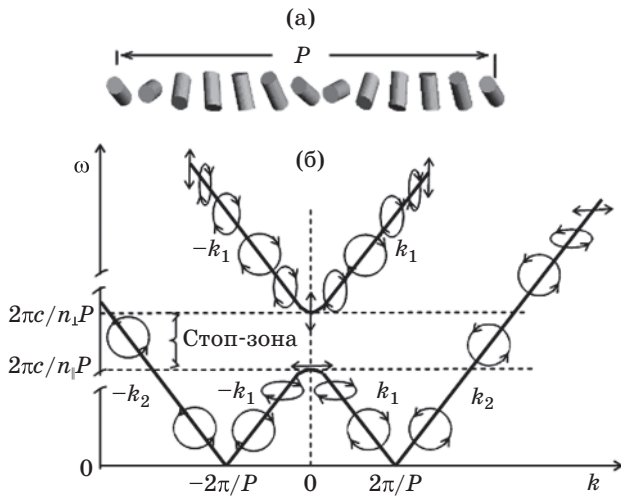
где  $\lambda_g$  – длина волны генерации в вакууме. То есть значение показателя усиления, необходимое для возбуждения лазерной генерации, обратно пропорционально кубу протяженности пространственно периодической среды  $L$ . Для пространственной модуляции коэффициента усиления найдено, что  $\alpha_g$  пропорционален  $1/L$ , а частота генерации строго соответствует брэгговской частоте  $\omega_0$ .

Таким образом, в случае модуляции индекса преломления значение показателя усиления  $\alpha_g$  падает с увеличением  $L$  намного быстрее по сравнению со случаем модуляции усиления, что является основным аргументом для возникновения низкочастотной генерации в системах с модуляцией индекса преломления.

Структуры на основе ЖК отличаются от рассмотренных Когельником и Шанком наличием оптической анизотропии и пространственного изменения ориентации главных осей тензора диэлектрической проницаемости. В частности, в хиральных ЖК пространственное распределение поля директора является геликоидальным с шагом геликоида  $P$  (вставка на рис. 1). Несмотря на эти особенности ЖК многие из принципиальных результатов, полученных в работах [3, 4], остаются в силе. Впервые дисперсионные соотношения для собственных волн, возбуждаемых вдоль оси геликоида хирального ЖК, получены в работе [23]. Эти соотношения имеют следующий вид:

$$k_{(2,1)}(\omega) = \left[ b(\omega/c)^2 + (2\pi/P)^2 \pm \sqrt{(4\pi\omega/cP)^2 + a^2(\omega/c)^4} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где  $b = (n_{\parallel}^2 + n_{\perp}^2)/2$ ,  $a = (n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2)/2$ ,  $n_{\parallel}$  и  $n_{\perp}$  – принципиальные индексы преломления для поляризации света, соответственно, вдоль и перпендикулярно директору,  $\omega$  – частота световой волны. Таким образом, вдоль оси геликоида могут распространяться четыре собственные волны:  $\pm k_1(\omega)$  и  $\pm k_2(\omega)$ . На рис. 1 эти дисперсионные зависимости представлены графически. Кривые дополнены изображениями состояний поляризации собственных волн на различных частотах (рис. 1а) для случая, когда геликоид является правосторонним, а локальная анизотропия поло-



**Рис. 1.** Дисперсионные зависимости для собственных волн, возбуждаемых в бесконечной хиральной среде с геликоидальным распределением директора, показанного в виде цилиндров (а); их оси соответствуют локальным оптическим осям. На кривых показаны состояния поляризации волн (б). В каждой точке хиральной среды одна из главных осей эллипса поляризации локально ориентирована вдоль директора ЖК [24].

жительна ( $n_{\parallel} - n_{\perp} > 0$ ). Положительные и отрицательные значения  $k$  по оси абсцисс соответствуют прямой и обратной волнам в смысле направления их фазовой скорости. Собственные волны  $\pm k_2(\omega)$  могут возбуждаться во всем спектральном диапазоне частот  $\omega$ . В общем случае правостороннего геликоида эти волны имеют левостороннюю эллиптическую поляризацию<sup>1</sup>, близкую к круговой в области низких частот  $\omega \ll 2\pi c/(nP)$ , где  $n = b^{1/2}$  и переходящую в линейную в области высоких частот  $\omega \gg 2\pi c/(nP)$  (режим Могена [24]). Отметим, что пространственная ориентация главных осей эллипса поляризации меняется синхронно с локальным направлением директора ЖК. Одна из главных осей эллипса поляризации всегда совпадает с локальным направлением директора

<sup>1</sup> В данной работе используется классическое соглашение о лево- и правосторонней поляризации. Поляризация является правосторонней, если для наблюдателя, к которому движется волна, вектор поля испытывает вращение по часовой стрелке. Следует иметь в виду, что в современной физике часто используется соглашение, основанное на направлении вектора момента импульса фотона. Правым считается фотон, у которого вектор спина совпадает с вектором скорости. Это определение противоположно классическому в смысле определения правой и левой поляризации.

[24]. В отличие от волн  $\pm k_2(\omega)$  волны  $\pm k_1(\omega)$  могут возбуждаться не во всем спектральном диапазоне. Для них существует запрещенная зона – область частот  $2\pi c/(n_{\parallel}P) < \omega < 2\pi c/(n_{\perp}P)$ , где значения волнового вектора чисто мнимые, т. е. эти волны не могут распространяться. Также как и для волн  $\pm k_2(\omega)$  состояния поляризации волн  $\pm k_1(\omega)$  являются эллиптическими, но правосторонними. В общем случае они не являются ортогональными по отношению к состояниям поляризации волн  $\pm k_2(\omega)$ . Эллиптические состояния поляризации волн  $\pm k_1(\omega)$  вырождаются в линейные не только в области высоких частот, но и на краях запрещенной зоны. При этом линейная поляризация на низкочастотном краю локально совпадает с направлением директора ЖК, а на высокочастотном – перпендикулярна директору. Это свойство является ключевым для понимания особенностей возбуждения лазерной генерации на обоих краях стоп-зоны в зависимости от знака анизотропии показателей усиления.

Из соотношения (2) также следует, что на краях стоп-зоны групповая скорость света  $d\omega/dk$  стремится к нулю. Для одномерных фотонных кристаллов величина, обратная групповой скорости ( $dk/d\omega$ ), пропорциональна плотности состояний DOS (*density of states*) [25, 26]. В бесконечно протяженном хиральном ЖК плотность состояний на краях стоп-зоны стремится к бесконечности. В ЖК конечной толщины значения DOS на краях зоны принимают максимальные, но конечные значения (если среда неусиливающая). В соответствии с представлениями квантовой механики максимальная плотность состояний соответствует максимальной вероятности возбуждения излучательных переходов. Поэтому именно на краях зоны, где DOS максимальна, наименьший порог возбуждения генерации.

В настоящее время интерпретация лазерных свойств в терминах DOS является общепринятой. Существует, однако, прямая связь между такими представлениями и классическим подходом к интерпретации возбуждения генерации. Если рассматривать произвольную оптическую систему как фильтр с обратной связью, то плотность состояний однозначно определяется коэффициентом усиления по петле обратной связи [27]

$$\text{DOS} \propto \frac{1 + |A_1||A_2|}{1 - |A_1||A_2|}, \quad (3)$$

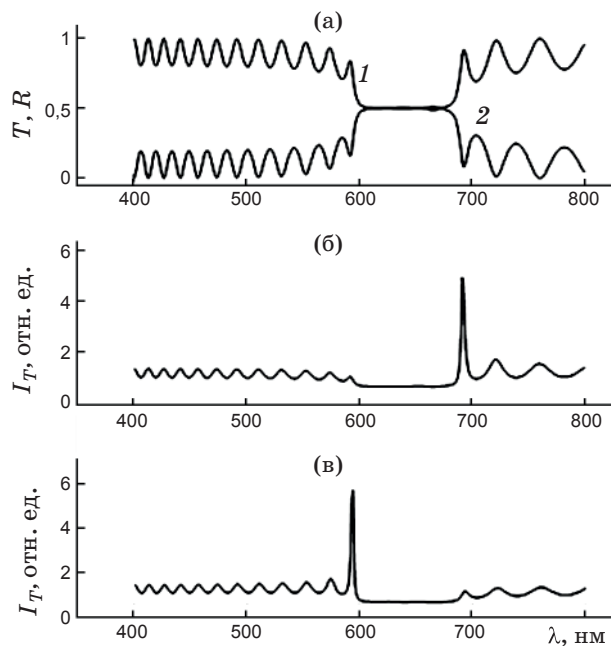
где  $A_1$  и  $A_2$  – комплексные коэффициенты передачи при распространении световой волны,

соответственно, в прямом и обратном направлениях. В анизотропных средах эти коэффициенты зависят от состояния поляризации волны и направления ее распространения. Поэтому, в общем случае, коэффициенты передачи выражаются через комплексные элементы матриц распространения [27]. Согласно выражению (3) плотность состояний стремится к бесконечности, если амплитуда коэффициента усиления по петле обратной связи  $|A_1||A_2| = 1$ . Таким образом, условие единичности коэффициента передачи по петле обратной связи эквивалентно остановке света внутри резонатора (групповая скорость стремится к нулю) в терминах DOS. На расходимость плотности состояний при возбуждении лазерной генерации также указывается в работе [28].

Условие единичности коэффициента передачи по петле обратной связи можно выполнить, если в среде нет потерь или она является усиливающей. При этом для тех направлений и частот, для которых в неусиливающей среде произведение  $|A_1||A_2|$  ближе всего к единице, будет наиболее низкий энергетический порог возбуждения лазерной генерации. Плотность состояний можно также оценить и по ширине спектра пропускания (или излучения)  $\delta\omega$ , измеренной на полувысоте от соответствующего максимального значения в спектре [27]

$$\text{DOS} \approx \frac{\pi}{L\delta\omega}. \quad (4)$$

Практически бесконечное сужение линии излучения в условиях стационарной лазерной генерации есть следствие расходимости плотности состояний. Наиболее узкая спектральная мода в спектрах пропускания ( $T$ ) и отражения ( $R$ ) на краях запрещенной зоны (рис. 2а) характеризуется максимальным DOS и минимальным значением показателя усиления, необходимым для возбуждения генерации [29]. На рис. 2б показаны вычисленные спектры возбуждения лазерной генерации для хиральных структур с различными знаками анизотропии показателя усиления. Если значение показателя вдоль локального направления директора значительно превышает соответствующее значение перпендикулярно директору, то наименьший порог возбуждения генерации будет для моды на низкочастотном краю стоп-зоны (б). В противном случае генерация возникнет на высокочастотном краю (в). Все это объясняется взаимно-ортогональной поляризацией собственных волн  $\pm k_1(\omega)$ , которая на низкочастот-



**Рис. 2.** Рассчитанные спектры (а) пропускания (1) и отражения (2), а также излучения  $I$  (б, в), демонстрирующие возникновение генерации в ХЖК ( $P = 0,4$  мкм,  $n_{\perp} = 1,5$ ,  $n_{\parallel} = 1,7$ ) [29]. При положительной анизотропии показателя усиления ( $\alpha_{g,\parallel} > \alpha_{g,\perp} = 0$ ) лазерное излучение возникает на длинноволновом краю запрещенной зоны. Если анизотропия отрицательна ( $\alpha_{g,\perp} > \alpha_{g,\parallel} = 0$ ), генерация имеет место на коротковолновом краю запрещенной зоны.

ном и высокочастотном краях стоп-зоны линейна и локально направлена, соответственно, вдоль и перпендикулярно директору ЖК (рис. 1). На практике усиливающие свойства хиральной среды, как правило, обеспечиваются примесными молекулами лазерных красителей. При этом стоп-зона и спектр люминесценции молекул красителя должны перекрываться. Разные знаки анизотропии коэффициента усиления можно получить экспериментально при смешивании ЖК с различными дихроичными люминесцентными красителями, молекулы которых по-разному встраиваются в матрицу ЖК, ориентируясь соответствующими осцилляторами параллельно или перпендикулярно директору. Если анизотропия молекул слабо выражена, то генерация возможна одновременно на двух краях запрещенной зоны, что наблюдалось в работах [8–10].

## 1.2. Материалы и красители

Характерной особенностью хиральных фаз является отсутствие плоскостей зеркальной симметрии. Хиральность может быть присуща

как самим молекулам, образующим, например, ХЖК, так и индуцироваться примесными хиральными молекулами [30]. В последнем случае примесные хиральные молекулы добавляются к веществам, которые образуют ЖК-фазы – нематические (НЖК) и смектические (СЖК), но сами не обладают хиральностью. Этот способ создания хиральных ЖК распространен, так как позволяет в широком диапазоне управлять их свойствами. Примером хиральной добавки является молекула  $\alpha$ -бис(2-хлор-4-метилпентил) бифенил-4,4'-дикарболсилата [31]. Если такие молекулы добавить в НЖК или СЖК, то в них спонтанно индуцируется геликоидальное распределение поля директора. Шаг геликоида  $P$  зависит от концентрации добавки (при малых концентрациях  $1/P$  пропорционально  $k$ ). Типичная массовая концентрация оптически активной добавки для получения стоп-зоны в видимом спектральном диапазоне составляет 10–20%.

Если молекулы смектических ЖК – хиральны, то в них возникает геликоидальное распределение молекул – смектическая фаза  $C^*$  ( $C^*$ ЖК), как правило, она сегнетоэлектрическая, что дает дополнительные возможности для управления лазерной генерацией с помощью электрического поля [32, 33].

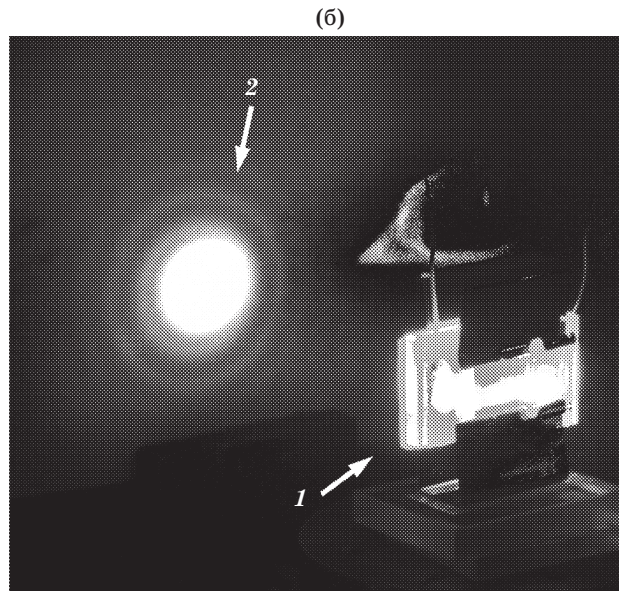
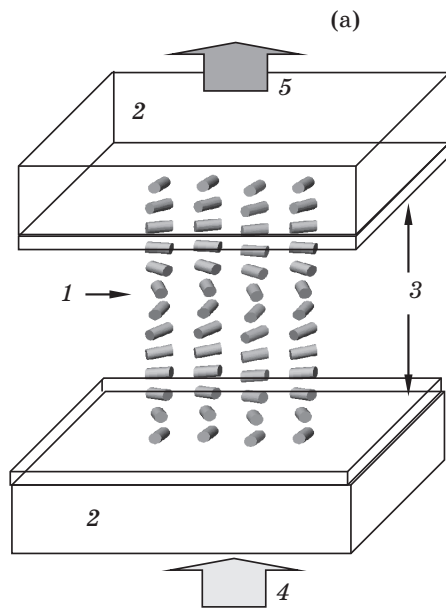
Для создания хиральных полимерных ЖК используется аналогичный подход. Полимер может включать как ковалентно связанные хиральные группы, так и добавки отдельных хиральных веществ [34]. Пример создания хиральных полимерных материалов для лазерной генерации, которые чувствительны к различным внешним воздействиям (деформации, изменению химического окружения), описан в работе [35]. Созданы материалы, в которых при механической деформации можно получать сдвиги запрещенной зоны от красной до голубой области видимого спектра.

Существует большой выбор лазерных красителей [36] из групп пирометининовых, оксазиноновых, кумариновых и др., позволяющих перекрыть весь видимый спектральный диапазон [22]. Концентрация красителя в матрице ЖК обычно не превышает нескольких единиц массового процента.

### *1.3. Общие свойства лазерной генерации в хиральных ЖК*

Типичная схема микролазера на основе хиральных ЖК показана на рис. 3а. Тонкий слой хирального ЖК находится в зазоре между дву-

мя прозрачными подложками. На внутренние стороны подложек наносятся тонкие полиимидные пленки, создающие условия для такой ориентации молекул ЖК, при которой ось геликоида была бы направлена строго вдоль нормали (ось  $z$ ). Именно вдоль нормали наблюдается низкопороговая лазерная генерация на краях стоп-зоны. Оптическая накачка, как правило, также осуществляется в направлениях, близких к нормали. Малые времена жизни возбужденных состояний молекул красителей приводят к возникновению наиболее благоприятных условий возбуждения генерации при импульсной оптической накачке. Для этого часто применяется YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазер, работающий в режиме модулированной добротности с длительностью импульса 5–10 нс. Используется излучение на второй ( $\lambda = 532$  нм) или на третьей ( $\lambda = 355$  нм) гармониках. На рис. 3б показана типичная структура сечения пучка, генерируемого лазером при импульсной накачке [37, 38]. В этом примере ярко выражена кольцевая структура лазерной генерации, которая характерна для лазеров на ХЖК. В работе [26] кольцевая структура объясняется пространственными ограничениями на угловое распределение интенсивности в выходящей из слоя ХЖК волны и возникновением явления, аналогичного дифракции Фраунгофера на апертуре (в данном случае она определяется поперечным размером пучка накачки). В работе [38] дается иное объяснение кольцевой структуре излучения, не связанное с дифракцией. Авторами с высоким разрешением ( $\approx 0,1$  нм) измерены спектры лазерной генерации в центральной части пучка и в одном из колец. Оказалось, что спектр излучения в кольце на несколько нанометров сдвинут в коротковолновую область относительно линии генерации в центре пучка. Это однозначно отрицает дифракционную модель кольцеобразования [26]. Авторы считают [38], что кольца – это генерация на одной из мод у края стоп-зоны, которая сдвинута из-за отклонения направления от нормали. Возможность генерации в направлениях, отличающихся от нормали, в условиях широко-апертурной накачки теоретически обоснована в работе [39]. Там же определены угловые зависимости коэффициентов усиления, необходимые для возбуждения низкопороговой генерации на краю фотонной зоны, которая сдвигается в коротковолновую область по мере отклонения распространения волны от нормали. Численно определена обратная кубическая зависимость коэффициента усиления от толщины



**Рис. 3.** Схема типичного микролазера на основе ХЖК (а). 1 – слой ХЖК толщиной 15–30 мкм, 2 – стеклянные подложки, 3 – ориентирующие полиимидные пленки (толщина около 0,05 мкм), 4 – излучение накачки, 5 – генерируемое излучение. Фотография (б) генерирующего микролазера (1) при импульсной накачке. Распределение интенсивности (2) по сечению генерируемого пучка имеет кольцевую структуру [38].

слоя ( $\alpha_g$  пропорционален  $1/L^3$ ) для ХЖК, что совпадает с результатом Когельника и Шанка для изотропных пространственно-модулированных сред (1).

Микролазеры на ХЖК имеют низкий порог генерации, что позволяет воплотить и каскадную схему возбуждения, когда последующая ячейка оптически накачивается генерируемым излучением от предыдущей ячейки [40]. В полном соответствии с теоретическими представлениями наиболее низкороговые моды находятся у края стоп-зоны. Абсолютные значения пороговых интенсивностей и коэффициент преобразования энергии в излучение зависят от типа лазерного красителя. В работе [41] сообщается о рекордных значениях эффективности преобразования, достигающей 30% для одного из пирометиновых красителей (РМ597). Для этого же класса красителей авторы сообщают о порогах порядка 100 нДж/импульс (длительность импульса  $\tau \approx 5$  нс, характерный размер сечения пучка 100 мкм, длина волны накачки 532 нм), что соответствует энергии на единицу площади около 1 мДж/см<sup>2</sup> при мощности 0,25 МВт/см<sup>2</sup>. Для сравнения, порог возбуждения генерации в случае использования красителя Oxazin-17 составляет примерно 5 мДж/см<sup>2</sup> при  $\tau \approx 10$  нс [38]. Порог возбуждения генерации

зависит также от свойств матрицы ЖК. Используя результат Когельника и Шанка (1), численно подтвержденный для ХЖК [39], и исходя из предположения, что коэффициент усиления среды должен быть пропорционален объемной плотности поглощаемой энергии накачки, легко получить следующий результат для порога накачки:

$$\alpha_g = \frac{\lambda_g^2}{(n_{\parallel} - n_{\perp})^2 L^3} \propto \frac{E_a}{V} = \frac{E_{th}(1 - e^{-kL})}{L}$$

или

$$E_{th} \propto \frac{\lambda_g^2}{(n_{\parallel} - n_{\perp})^2 (1 - e^{-kL}) L^2}, \quad (5)$$

где  $E_a$  – поглощенная энергия,  $V$  – накачиваемый объем,  $k$  – коэффициент поглощения на длине волны накачки,  $E_{th}$  – пороговая энергия накачки на единицу площади в падающем пучке.

Выражение (5), как и другие подобные выражения, приведенные, например, в работах [28, 41], следует рассматривать как качественные. Они дают лишь общее представление о зависимости порога от анизотропии ( $n_{\parallel} - n_{\perp}$ ) ЖК и толщины слоя  $L$ . В целом, результаты экспериментов подтверждают снижение порога с увеличением оптической анизотропии ЖК [22].

Выражение (5) не учитывает неоднородность возбуждения по толщине слоя, эффект многократных отражений, нелинейность зависимости коэффициента поглощения от интенсивности, каналы утечки энергии возбуждения в лазерную генерацию на других модах и другие особенности ЖК-материала, влияющие на безызлучательную релаксацию энергии возбуждения. Многие из важных аспектов, относящихся к порогу возбуждения генерации, обсуждаются в работах [42, 43]. В теоретической работе [44] предложен способ понижения порога возбуждения за счет накачки в низкороговую моду на краю фотонной зоны. При этом частотная “настройка” моды на длину волны накачки осуществляется изменением угла падения пучка накачки. Можно также подобрать условия и осуществить накачку в моду на коротковолновом краю запрещенной зоны при нормальном падении пучка, а генерацию получать на длинноволновом краю зоны. Этот результат был подтвержден экспериментально в работе [45]. Физическая причина снижения порога в том, что плотность энергии внутри высокодобротного резонатора всегда намного выше, чем вне резонатора [27]. Последнее свойство связано с эффектом многократных отражений, или, если говорить в терминах DOS, с сильной локализацией фотонов внутри резонатора. По мнению авторов настоящего обзора, значительный эффект возможен только при высокой добротности резонатора, т. е. при низком значении поглощаемой энергии по толщине слоя.

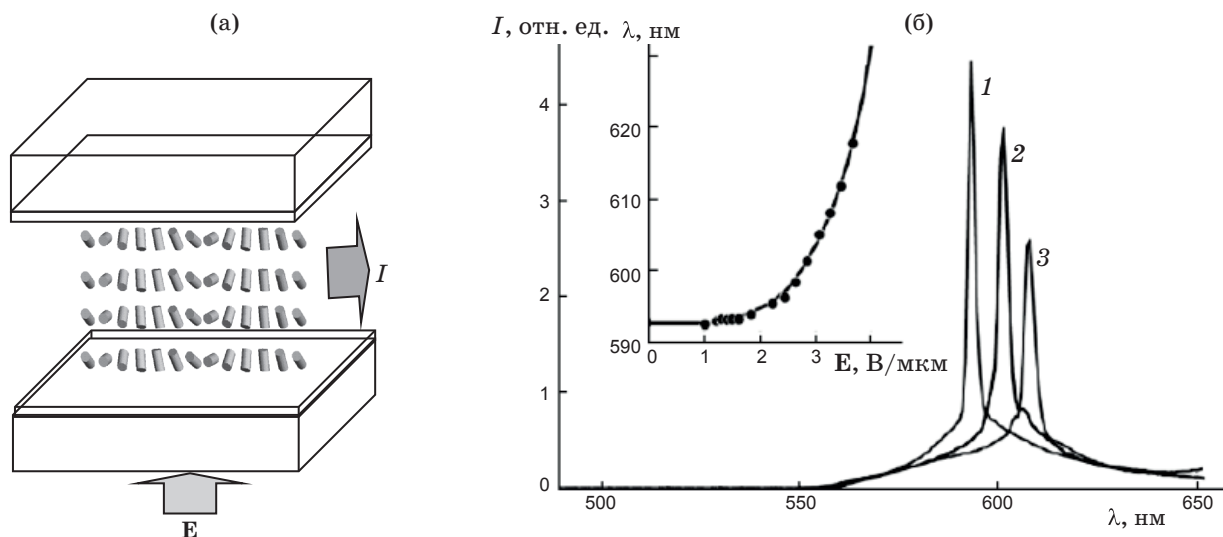
Прогресс в снижении порога генерации микролазеров на ЖК значителен и позволяет надеяться на замену громоздких YAG-лазеров полупроводниковыми лазерными диодами. В частности, результаты возбуждения усиленной люминесценции с использованием полупроводниковых лазерных диодов [41] дают основания для оптимизма.

#### *1.4. Управление лазерной генерацией в хиральных ЖК*

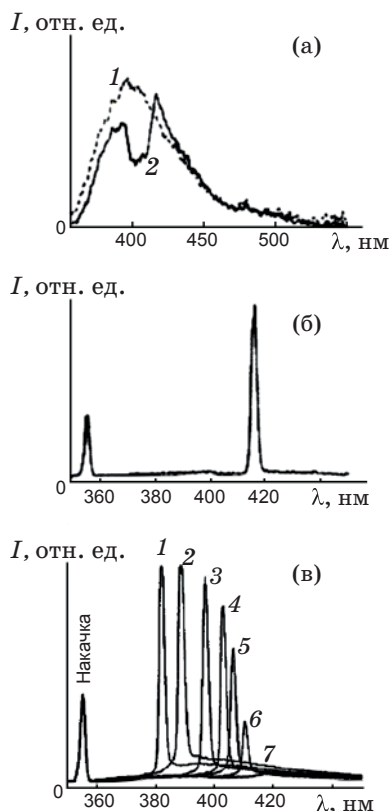
ЖК очень чувствительны к внешним воздействиям: электрическим и магнитным полям, температуре, механическим напряжениям и др., что широко используется в ЖК-устройствах и лежит в основе управления лазерной генерацией. В бесконечной хиральной среде увеличение электрического или магнитного поля, направленного перпендикулярно оси геликоида, приводит к плавному увеличению шага геликоида [30]. Это вызывает сдвиг запрещенной зоны в

область низких частот, что можно использовать для перестройки частоты лазерной генерации. Однако существуют топологические ограничения, и эффект плавной раскрутки невозможно получить в пространственно-ограниченных слоях ХЖК, например, с осью, направленной перпендикулярно плоскости слоя [46, 47]. Хотя при превышении определенного порога напряженности поля геликоидальное распределение термодинамически не выгодно, раскрутка спирали может осуществляться только через образование дефектов. Этот процесс медленный и необратимый, что исключает его использование. В импульсных полях геликоид просто деформируется, что дает лишь незначительные частотные сдвиги мод на краях фотонной зоны. Исследования [48, 49] также подтверждают отсутствие перестройки частоты в случае ХЖК с осью геликоида, перпендикулярной плоскости слоя (рис. 3а). Однако исследователям удалось создать геометрию [48, 49], когда геликоид лежит в плоскости слоя и не ограничен его толщиной (рис. 4а). В этом случае, используя поле до 3,3 В/мкм, удалось осуществить перестройку частоты генерации в диапазоне около 20 нм (рис. 4б).

В работах [50–58] предложены два способа изменения шага геликоида влиянием на состав хирального ЖК. В первом используются фотоиндуцированные трансформации молекул. Второй основан на создании градиента концентрации хиральной добавки в плоскости слоя ЖК и, как следствие, зависимости генерируемой длины волны от пространственного положения накачиваемой области образца. Пример реализации первого способа с использованием оптически фотостабильного НЖК (ZLI-1695, Merck), прозрачного в широком спектральном диапазоне, включая ближнюю ультрафиолетовую (УФ) область, показан на рис. 5 [50]. Для создания геликоидальной структуры в ZLI-1695 используется добавка ZLI-811 (массовая концентрация 34%), оптически активная в УФ диапазоне. При УФ облучении ZLI-811 происходит необратимая фототрансформация молекул и изменение шага геликоида, что вызывает спектральный сдвиг запрещенной зоны. Управление длиной волны лазерного излучения осуществляется изменением времени воздействия УФ излучения на хиральную добавку. В качестве лазерного красителя использован 4-циано-4-децилокси-п-терфенил (0,5%). Он люминесцирует в диапазоне 390–400 нм. На рис. 5а приведены спектры люминесценции



**Рис. 4.** Схема микролазера с осью геликоида, лежащей в плоскости слоя ЖК (а). Спектры лазерного излучения (б) в зависимости от напряженности поля  $E$  согласно работе [49] для схемы (а). Кривая 1 –  $E = 3,3$  В/мкм, 2 – 2,9 В/мкм, 3 – 1,6 В/мкм. На вставке – экспериментальная (точки) и теоретическая зависимости длины волны генерации от напряженности поля.



**Рис. 5.** Спектры люминесценции (а) 4-циано-4-децилокси-*p*-терфенила в НЖК (1) и ХЖК (2), б – спектры лазерной генерации в холестерической фазе, в – пример управления длиной волны генерации с помощью УФ облучения (кривые от 1 до 6 отвечают временам облучения 0, 5, 19, 33, 48 и 55 мин, кривая 7 – более 1 часа) [50].

этого красителя в двух ячейках ЖК толщиной 40 мкм: в матрице нематика ZLI-1695 и в хиральном нематике (смесь ZLI-1695 и левосторонней хиральной добавки ZLI-811 (34%)). В отличие от нематика, в спектре люминесценции красителя в хиральном нематике ярко выражен провал в области 400–415 нм. Из рассмотренных выше дисперсионных зависимостей (рис. 1) видно, что этот провал связан с запретом распространения в области стоп-зоны излучаемых молекулами красителя фотонов с левосторонней круговой поляризацией. При импульсной накачке ( $\lambda = 355$  нм,  $\tau = 6$  нс) на длинноволновом краю зоны (415 нм) наблюдалась генерация (рис. 5б). На рис. 5в показан отдельный пример смещения спектров лазерной генерации в длинноволновую область по мере увеличения дозы УФ облучения. Была продемонстрирована возможность изменения длины волны генерации в диапазоне около 20 нм. В качестве фотоактивной компоненты может использоваться и сам нематик. Для этого подходят различные ЖК на основе азо- и азоксисоединений, способные к фотоизомеризации. Например, при исследовании ХЖК на основе ЖК 440 (НИОПиК), состоящего из двух массовых частей *n*-бутил-*p*'-метоксиазоксибензола и одной части 1/3-бутил-*p*'-гептаноилокси-азоксибензола, было установлено, что шаг геликоида уменьшался при облучении в интервале длин волн 330–400 нм [52, 54, 56]. Эффект обратимый – шаг геликоида возвращается к исходному значению при



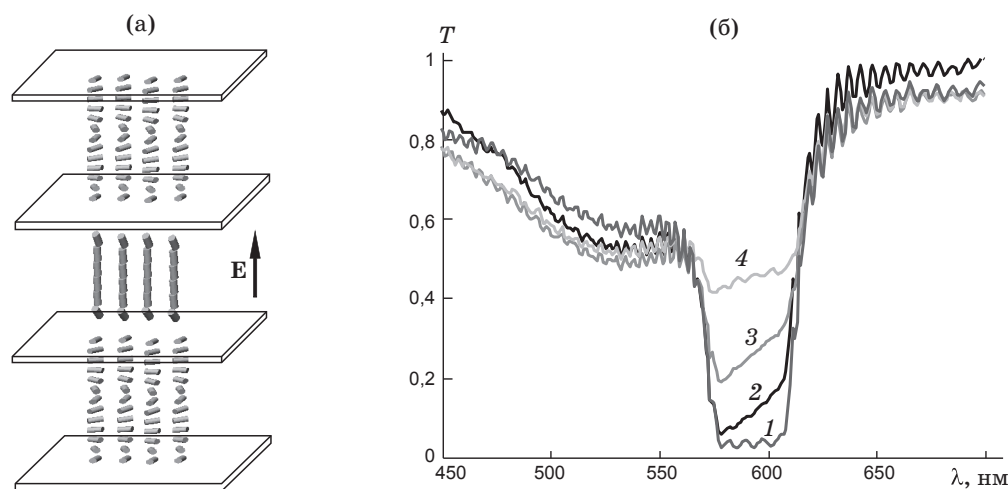
облучении с длинами волн более 410 нм. Высокая чувствительность азо- и азоксисоединений к действию света позволила вместо ртутной лампы использовать для управления шагом геликоида светодиоды. При использовании двух светодиодов с разными спектрами излучения осуществлялось обратимое управление соотношением *транс*- и *цис*-изомеров и, как следствие, шагом геликоида: светодиод с максимумом излучения на длине волн 405 нм индуцировал *транс-цис*-изомеризацию в ХЖК с азо- или азокси-компонентой, а светодиод, излучающий в области 466 нм, – *цис-транс*-изомеризацию в той же смеси. В результате наблюдалось обратимое изменение шага спирали в диапазоне 70 нм [37, 55]. Введение в ХЖК двух лазерных красителей позволило расширить диапазон перестройки генерации до 100 нм [59]. О широком диапазоне перестройки (610–700 нм) в результате воздействия на фоточувствительную смесь сообщается и в работе [60]. Второй способ управления длиной волны излучения, основанный на изменении шага холестерической спирали путем создания градиента концентрации хиральной добавки, описан в работе [51]. Показана возможность сдвига длины волны генерации в пределах 30–40 нм. Для расширения полосы длин волн генерации была изготовлена специальная ячейка [53]. Употребление шести красителей позволило охватить спектральный диапазон от 373 до 684 нм. В ячейке был создан градиент концентрации хиральной добавки и, соответственно, переменный шаг геликоида. Для возбуждения генерации на

одном из красителей в некоторых частях ячейки использовался эффект переноса энергии возбуждения от другого красителя по механизму Ферстера.

В работе [57] для расширения диапазона излучения ХЖК-лазера применены оба способа. Для УФ воздействия на фотоактивную хиральную добавку использовалась фотомаска с переменной оптической плотностью, что позволило получить градиент шага спирали. Исследовалась трехслойная ячейка, в которой между двумя слоями ХЖК находилась изотропная смесь с фотолюминесцентным красителем. Один слой ХЖК содержит материал с широкой полосой селективного отражения, а другой – набор ХЖК с разным шагом спирали с узкими полосами селективного отражения. При накачке разные длины волн излучаются различными областями ячейки. В результате диапазон генерации охватил спектральную область 420–790 нм.

Зависимость шага геликоида, а следовательно, и длины волны лазерной генерации от температуры в хиральном ЖК, была использована для создания температурного сенсора [61]. ХЖК-лазер был конструктивно связан с оптическим волокном. Малогабаритное устройство, не чувствительное к электромагнитному излучению, позволяет проводить измерения температуры объекта, расположенного на большом расстоянии.

Для управления параметрами стоп-зоны с помощью электрического поля в работе [62] используется гибридная ячейка, состоящая из двух генерирующих слоев ХЖК и негенерирующего (прозрачного) слоя НЖК между ними (рис. 6а).



**Рис. 6.** Схема трехслойного микролазера (а) с управлением генерацией полем  $E$ , прикладываемым к среднему слою НЖК. Спектры пропускания (б) системы (а) в зависимости от напряжения на слое. 1 – 4,5 В, 2 – 0 В, 3 – 2,7 В, 4 – 3 В. Спектральная область 570–610 нм соответствует стоп-зоне в хиральных слоях, расположенных по обе стороны от слоя НЖК [62].

Слой нематика играет роль управляемой электрическим полем фазовой пластинки. Состояние поляризации света, прошедшего через него, изменяется в зависимости от электрического поля. Это приводит к изменению спектральных свойств в области стоп-зоны и, как следствие, изменению глубины обратной связи, ответственной за возбуждение лазерной генерации (рис. 6б). Продемонстрированы электрическое управление интенсивностью лазерного излучения и переключение генерации между соседними модами на краях стоп-зоны. Возможность управления интенсивностью при широкоапертурной накачке открывает перспективы для создания информационных панелей, в которых излучение может быть коррелированным по фазе на большой площади, но при этом промодулировано по интенсивности в соответствии с информационным содержанием, адресуемым к отдельным пикселям.

Многослойные системы на основе ЖК открывают новые возможности не только для расширения функциональности, но и для увеличения эффективности ЖК-лазеров. Так, увеличение эффективности генерации было достигнуто при использовании рефлектора на основе ХЖК [63–66], а также за счет создания многослойной системы, позволяющей разделить ХЖК и активную среду [67]. Использование слоя ХЖК как зеркала резонатора способствовало улучшению параметров обычных лазеров [68, 69].

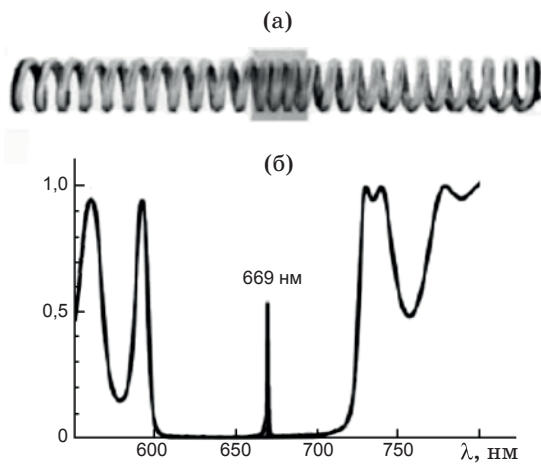
### *1.5. Лазерная генерация в полимерах и дефектные моды*

Если нарушить пространственную периодичность изменения показателя преломления, то внутри стоп-зоны возникнут разрешенные уровни энергий, или так называемые “дефектные моды”. С классической точки зрения физическая природа дефектных мод очень простая. Это результат многократного френелевского отражения от дополнительных границ раздела, возникающих в тех пространственных точках, где каким-то образом нарушается глобальная периодичность или однородность структуры. Эффект многократных отражений может приводить к созданию глубокой обратной связи, что и требуется для низкопороговой лазерной генерации. На языке плотности состояний это эквивалентно сильному росту DOS для дефектной моды или локализации фотонов с соответствующей энергией. Существует множество способов нарушения глобальной периодичности

структуры, но наиболее просто это сделать в полимеризующихся материалах.

В работе [49] обсуждаются различные дефекты в структуре хиральных ЖК. Например, можно создать структуру из двух полимерных ХЖК-слоев с нарушением непрерывности геликоида (твист-дефект) [70]. Другой способ основан на модуляции шага геликоида по толщине пленки (рис. 7). Это можно получить локальным воздействием на фотоактивную добавку или локальной фотополимеризацией с помощью сфокусированного пучка. В работах [49, 71] описано создание дефекта с использованием конфокального сканирующего микроскопа на основе фемтосекундного лазера для приповерхностной двухфотонной фотополимеризации хирального ЖК. Средняя (нефотополимеризованная) часть слоя ЖК играла роль дефекта. Этим способом удалось создать высокодобротные дефектные моды и продемонстрировать низкопороговую лазерную генерацию.

Полимерные материалы также привлекательны и тем, что позволяют создавать лазеры в виде гибких пленок, что было продемонстрировано в работе [72]. Фотополимеризуемый УФ облучением ХЖК с лазерным красителем ориентировался двумя подложками ячейки так, что директор был параллелен плоскости слоя (ось геликоида ориентирована вдоль нормали к слою). После фотополимеризации подложки убирались и получалась свободная гибкая пленка. Для возбуждения генерации использовалась накачка от YAG:Nd<sup>+3</sup>-лазера с энергией в импульсе более 1,5 мДж/см<sup>2</sup>. Наряду с механической гибкостью, такой лазер обладает повышенной температурной стабильностью, что важно для применений. Описанное устройство, однако, не позволяло изменять длину волны лазерного излучения. Эта задача была решена в работе [48], где для фотополимеризованной пленки ХЖК с добавлением красителя получено управление генерацией в диапазоне около 100 нм. В пленке имело место плавное увеличение шага геликоида с осью, параллельной поверхности пленки. Такая ориентация достигалась приложением поля вдоль нормали к слою неполимеризованного ХЖК в клиновидной ячейке при охлаждении из изотропной фазы. После охлаждения образец фотополимеризовался УФ излучением, фиксирующим конфигурацию директора. Управление длиной волны лазерного излучения осуществлялось за счет перемещения пленки относительно пучка накачки.



**Рис. 7.** Спектр пропускания хирального слоя (б) при наличии дефекта в геликоидальном распределении директора. Дефект связан с сокращением шага геликоида в центре слоя (а). Наличие дефекта приводит к возникновению узкой спектральной линии (669 нм) внутри стоп-зоны [49].

В работе [73] приведены результаты исследования генерации излучения композита на основе ХЖК с добавлением лазерного красителя и полимера. Накачка осуществлялась наносекундными импульсами YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазера. Полимер добавлялся для формирования сетки, стабилизирующей структуру, так как накачка вызывала нагрев и нарушение характеристик брэгговского отражения. Использование пикосекундных импульсов при накачке также уменьшало нагревание. Для генерации единичных импульсов ячейка ЖК должна быть достаточно тонкой (около 10 шагов геликоида). Накачка осуществлялась под углом 45° к поверхности ячейки, а генерация происходила вдоль нормали к ней.

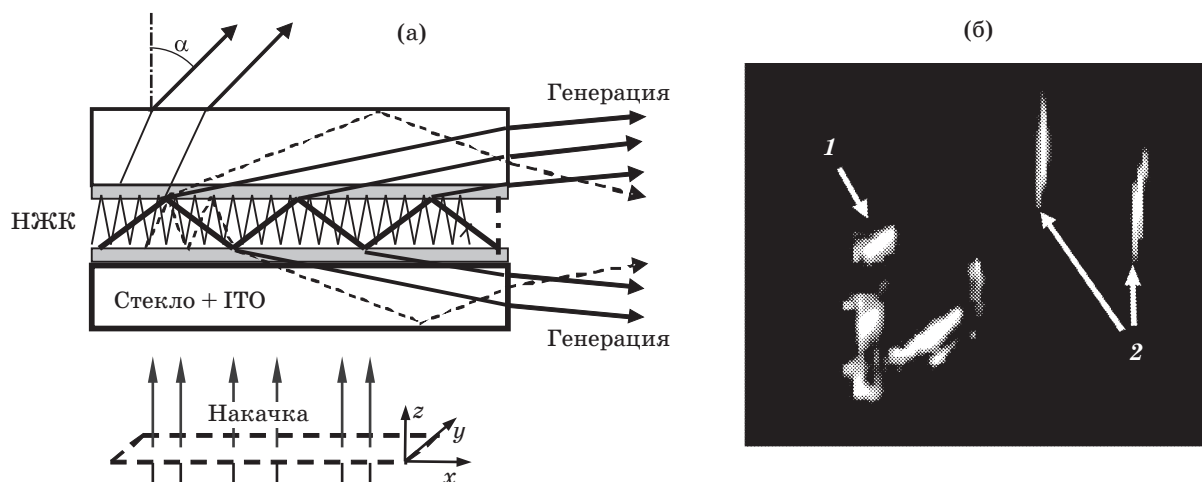
## 2. Квазиволноводный и волноводный режимы лазерной генерации

### 2.1. Лазерная генерация на вытекающих модах (квазиволноводный режим)

Особенностью лазеров на ЖК является малая толщина ЖК-слоев. В условиях широкоапертурной накачки, когда характерный размер сечения возбуждающего пучка существенно превышает толщину слоя ЖК, условие генерации может быть одновременно выполнено для множества направлений [27, 39]. Особенно ин-

тересной оказывается генерация на вытекающих модах. В этом случае лазерное излучение выходит в подложки, ограничивающие слой ЖК, и распространяется под очень малыми углами по отношению к его плоскости. Для возбуждения вытекающих мод не требуется пространственная модуляция показателя преломления в слое ЖК. Необходимая для генерации обратная связь обеспечивается разностью показателей преломления на границах раздела слоя ЖК и подложек при условии постоянства толщины слоя и его однородности в плоскости. В зависимости от соотношения индексов преломления подложки и слоя ЖК различаются два типа мод: скользкие и критические [27]. Для скользких мод коэффициент усиления, требуемый для возбуждения генерации, стремится к нулю, если угол вытекания, отсчитываемый от нормали к слою, стремится к 90°. То есть, самые низкопороговые моды распространяются в подложке практически параллельно слою ЖК. Скользящие моды возбуждаются для тех состояний поляризации, у которых индекс преломления ЖК больше индекса преломления подложки. Для возбуждения критических мод требуется, чтобы, как минимум, один из принципиальных индексов преломления ЖК был меньше индекса преломления подложки. Для этих мод характерно существование внутри подложек критического угла, выше которого вытекание невозможно. В отличие от скользких мод, критические моды характеризуются высокой угловой плотностью и большой спектральной дисперсией генерируемой длины волны при коэффициенте усиления, стремящемся к нулю. Эти моды эффективно возбуждаются, обеспечивая многомодовую генерацию в широком спектральном диапазоне. Вытекающие моды исследовались экспериментально [31, 74–76]. В работе [74] вытекающие моды наблюдались впервые как в изотропной, так и в нематической фазе. Многомодовая генерация наблюдалась из торцов подложек при импульсной накачке (YAG:Nd<sup>3+</sup>,  $\lambda = 532$  нм,  $\tau = 5$  нс). Пучок накачки фокусировался с помощью цилиндрической линзы в узкую протяженную область (7×0,8 мм) (рис. 8). Измеренный порог возбуждения генерации составил менее 0,5 мДж/см<sup>2</sup>, что на порядок меньше значений порогов, достигнутых на краях стоп-зоны в лучших образцах хиральных ЖК.

В работе [76] вытекающие моды исследованы в хиральных ЖК, где они конкурируют с брэгговскими модами на краю стоп-зоны. Вместо



**Рис. 8.** Схематическое изображение квазिवолноводной ячейки НЖК [74] (а). Накачка осуществляется вдоль оси  $z$  в узкой протяженной области ЖК. Моды с малым пространственным периодом переотражения выходят из стекол без достаточного усиления. Для мод с большим периодом переотражения коэффициент отражения от внутренних поверхностей подложек (стекло и ITO-электрод) возрастает и усиления достаточно для возникновения генерации. Эти моды выходят из подложки под малыми углами к ним и из торцов. На фотографии (б) показана возбуждаемая ячейка (1) и два пучка лазерной генерации (2), выходящие из торцов ячейки [27].

одной из подложек была использована призма с индексом преломления, превышающим индексы преломления ЖК. Таким образом были исследованы вытекающие критические моды. Использование призмы позволило точно измерить углы вытекания и сравнить результаты экспериментов с теоретическими вычислениями. Было найдено хорошее количественное согласие с двумя теоретическими моделями: точной, основанной на результатах численного решения уравнений Максвелла для многослойной системы, включающей слой ХЖК, и приближенной, в которой для вытекающих мод слой ХЖК аппроксимируется оптически одноосным гомеотропно ориентированным слоем нематика.

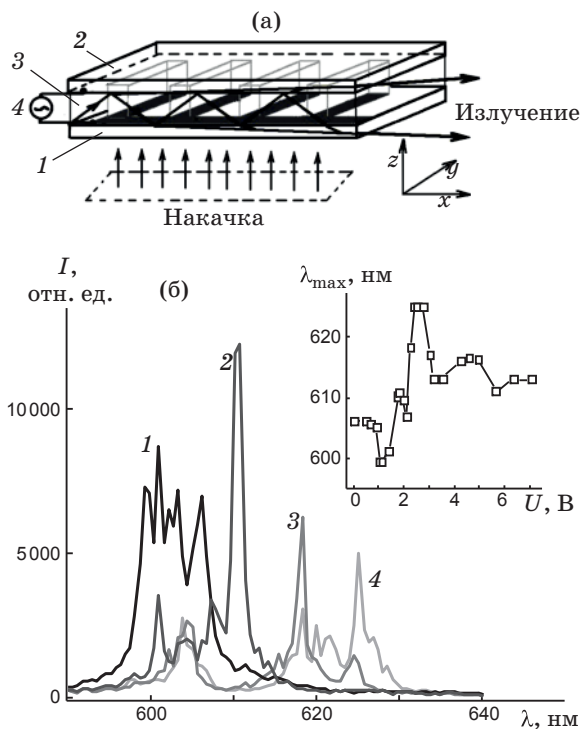
Низкий порог возбуждения генерации делает вытекающие моды серьезным каналом утечки энергии при возбуждении лазерной генерации на краях запрещенной зоны в хиральных ЖК. В связи с этим становится актуальной задача подавления этих мод при широкоапертурной накачке. В работе [31] теоретически и экспериментально продемонстрирован один из способов решения проблемы, основанный на использовании слабо поглощающей полимерной пленки в качестве ориентанта ЖК. В результате удалось существенно подавить вытекающие критические моды, увеличив эффективность

брэгговской генерации на длинноволновом краю стоп-зоны.

## 2.2. Волноводный режим лазерной генерации

Волноводный режим возникает в тонком слое ЖК при условии наличия полного внутреннего отражения от границ этого слоя (вытекание энергии в подложки в этом случае исключается). Генерация возможна как в однородных слоях за счет механизма, рассмотренного выше для вытекающих мод, так и в условиях пространственной модуляции комплексного показателя преломления (показателя усиления в соответствии с теорией Когельника–Шанка).

Пример волноводного лазера, где для распределенной обратной связи используется модуляция показателя усиления, представлен в работе [77]. Конструкция этого лазера схематически приведена на рис. 9а. Накачка осуществлялась импульсным лазером ( $\text{YAG:Nd}^{3+}$ ,  $\lambda = 532$  нм,  $\tau = 5$  нс) в протяженной узкой области через периодическую штыревую систему непрозрачных электродов. Штыревые электроды решали двойную задачу. Во-первых, области ЖК за электродами не подвергаются оптической накачке, в то время как области между электродами оказываются усиливающими. В итоге это создает пространственную модуляцию усиления

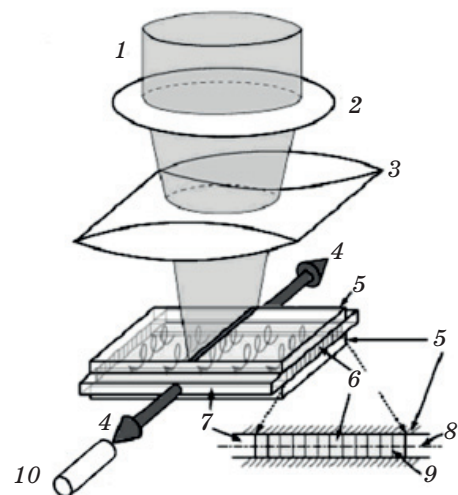


**Рис. 9.** Схема ячейки (а). 1 – стеклянная пластина с электродами из хрома на стороне, граничащей с ЖК, 2 – верхняя стеклянная пластина с ITO-электродом, контактирующим с ЖК, 3 – слой ЖК, 4 – источник напряжения. Спектры лазерного излучения (б) при различных напряжениях  $U$  на слое ЖК. 1 –  $U = 1,4$  В, 2 –  $1,8$  В, 3 –  $2,2$  В, 4 –  $2,5$  В. На вставке – зависимость длины волны для максимума излучения от напряжения [77].

и предпосылки для получения генерации на длинах волн

$$\lambda_g(m, n) = n \frac{2\Lambda}{m}, \quad (6)$$

соответствующих различным брэгговским порядкам  $m$ , где  $n$  – средний индекс преломления слоя ЖК,  $\Lambda$  – пространственный период электродной системы. Во-вторых, прикладывая напряжение между штыревыми электродами и сплошным электродом, расположенным на другой поверхности слоя ЖК, можно изменять индекс преломления и, соответственно, длины волн лазерной генерации. В данном примере пространственный период, задаваемый электродами, достаточно велик (15 мкм). Тем не менее, лазерная генерация оказалась возможной на высших порядках брэгговской дифракции ( $m = 75-79$ ), соответствующих спектральной области 550–650 нм люминесценции лазерного



**Рис. 10.** Схема ячейки для лазерной генерации в волноводе на основе С\*ЖК. 1 – излучение накачки, 2 – собирающая линза, 3 – цилиндрическая линза, 4 – лазерное излучение, 5 – стеклянные подложки, 6 – С\*ЖК с красителем, 7 – прокладки, 8 – ось геликоида, 9 – слой С\*ЖК, 10 – приемник [78].

красителя DCM (4-дицианометил-2-метил-6-4-диметил-аминостирол-4Н-пиран). Генерация происходила как в изотропной, так и в нематической фазе. В нематической фазе при напряжениях от нуля до 6 В удалось осуществить перестройку длины волны лазерной генерации в диапазоне от 600 до 625 нм (вставка на рис. 9). В работе [78] показана возможность создания волноводного лазера на хиральных смектиках с коротким шагом спирали, допированных красителем (рис. 10). Генерация осуществлялась в направлении геликоидальной оси в волноводе (накачка перпендикулярно плоскости слоя). Управление длиной волны излучения происходило за счет изменения шага геликоида. При возрастании напряжения от нуля до 40 В длина волны излучения изменялась от 472 до 487 нм.

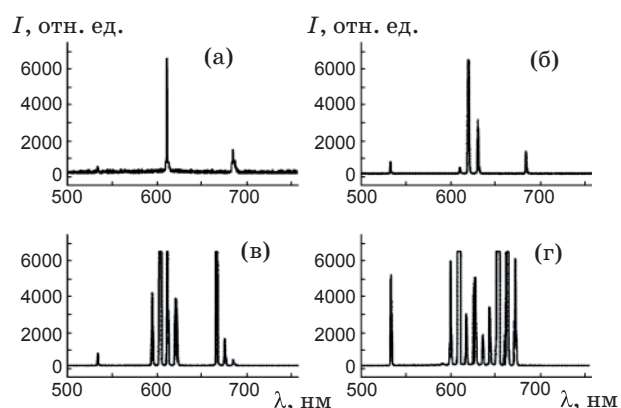
### 3. Лазерная генерация в специфических материалах и жидкокристаллических фазах

В работе [79] описан лазер на ХЖК с генерацией одновременно на нескольких длинах волн, причем количеством излучаемых длин волн можно было управлять. Для этого в ХЖК вводилась хиральная добавка с концентрацией, превышающей предел растворимости, создающая

неоднородный раствор и мультидоменную структуру. Получена генерация на 9 длинах волн в диапазоне 600–675 нм. Управление генерацией осуществлялось изменением температуры с различной скоростью (рис. 11).

Перспективным для создания микролазеров является использование голографических полимер-дисперсных ЖК (Н-PDLC) [80]. Это органические композитные материалы, в которых периодическая модуляция индекса преломления выполняется методами стандартной оптической голографии. Исходная смесь Н-PDLC включает многофункциональный мономер, НЖК и фотоинициатор. В процессе фотополимеризации в области интерференции пучков создается разделение между возникающим полимером и НЖК (мономер диффундирует в области высокой интенсивности и полимеризуется, а молекулы НЖК собираются в областях низкой интенсивности). В результате получается пространственно-периодическая структура с высокой степенью модуляции индекса преломления. Благодаря наличию ЖК-компонента такая структура может переключаться электрическим полем. Этим способом получены брэгговские структуры как для волноводного режима лазерной генерации, так и для генерации вдоль нормали к пленке. Так для генерации вдоль нормали к пленке сообщается о достижении порогов возбуждения около  $0,1 \text{ мДж/см}^2$  (использовался пирометриновый краситель РМ597).

К несовершенствам Н-PDLC можно отнести недостаточную степень однородности областей с НЖК, которые, кроме того, содержат много различных дефектов, связанных с неполным разделением ЖК и полимерной



**Рис. 11.** Спектры излучения лазера на ХЖК с красителем при изменении температуры на  $0,3 \text{ }^\circ\text{C/мин}$  (а),  $2 \text{ }^\circ\text{C/мин}$  (б),  $10 \text{ }^\circ\text{C/мин}$  (в),  $30 \text{ }^\circ\text{C/мин}$  (г) [79].

компонент, что побудило поиск других Н-PDLC-подобных материалов и условий записи. Такие материалы и условия были найдены, а голографические решетки на их основе были названы POLICRYPS и POLIPHEM [81]. Как и в случае с Н-PDLC, получение решеток основано на фазовом разделении в области интерференции записывающих лазерных пучков. Однако запись решеток типа POLICRYPS осуществляется при температурах выше точки просветления ЖК, т. е. когда мезогенная компонента находится в изотропной фазе. В отличие от POLICRYPS запись решеток POLIPHEM идет при комнатных температурах. Авторы отмечают [81], что при высоких интенсивностях вместо качественных брэгговских структур типа POLIPHEM получают структуры типа Н-PDLC.

К особым материалам можно отнести ЖК-эластомеры или резины, представляющие собой полимерные материалы с сеткой поперечных связей и наличием мезогенных групп или соответствующих компонент. В этих материалах сочетаются свойства высокоэластичных полимеров и ЖК. В работе [82] сообщается о получении хиральных монодоменных пленок эластомеров с однородной геликоидальной надмолекулярной структурой. Благодаря высокой эластичности этих структур оказалось возможным управление шагом геликоида с помощью механического растяжения этих пленок, что было использовано в работе [83], где продемонстрирована управляемая лазерная генерация.

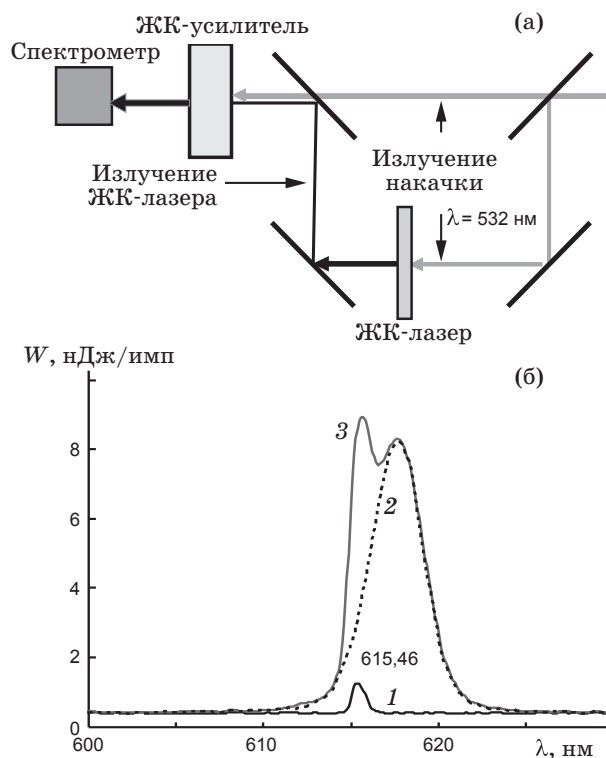
Рассмотренные выше хиральные фазы соответствуют одномерным фотонным кристаллам. Однако возможны также жидкокристаллические фазовые состояния, которые характеризуются надмолекулярной структурой, обладающей свойствами трехмерных (3D) фотонных кристаллов, когда запрещенная зона возникает для всех направлений распространения света. Эти фазы называются “голубыми” и характеризуются кубической симметрией. Впервые лазерная генерация в голубой фазе наблюдалась в работе [84]. Лазерное излучение возникает во всех трех ортогональных направлениях. В холестерических материалах голубые фазы возникают в промежутке, составляющем всего несколько градусов, между изотропной и холестерической фазами. В полимерно-стабилизированных материалах температурный диапазон голубой фазы может быть существенно расширен. Например, в работе [85], где используется полимерно-стабилизированная голубая фаза, описана лазерная генерация в темпера-

турном диапазоне 35 °С. Возможность значительного расширения температурного диапазона голубой фазы важна с точки зрения применений 3D-фотонных ЖК.

#### 4. Усилители лазерного излучения на жидких кристаллах

Согласно выражению Когельника–Шанка (1) для возбуждения лазерной генерации на длине волны 600 нм в типичных слоях хиральных НЖК ( $n_1 \equiv \Delta n = 0,1$ ,  $L = 10$  мкм) необходимо, чтобы показатель усиления  $\alpha_g$  инверсной ЖК-среды достигал значения около  $0,04$  мкм<sup>-1</sup>. Впервые измерения принципиальных значений показателя усиления вдоль направления директора ( $\alpha_{g, \parallel}$ ) и перпендикулярно директору ( $\alpha_{g, \perp}$ ) выполнены в работе [86]. Измерения были сделаны на планарно ориентированном слое НЖК ( $\Delta n = 0,11$ ,  $L = 30$  мкм) с красителем Oxazin-17 (0,3%). Наряду с ростом  $\alpha_g$  по мере увеличения плотности накачки было установлено, что показатели усиления уменьшаются с увеличением энергии усиленного импульса на выходе усиливающего слоя. При накачке  $69$  мДж/см<sup>2</sup> (YAG:Nd<sup>3+</sup>,  $\lambda = 532$  нм) и изменении энергии усиленного импульса в диапазоне от 5 до 30 нДж показатели усиления изменялись, соответственно, в диапазоне от  $0,05$  до  $0,01$  мкм<sup>-1</sup>. Полученные значения согласуются с вычислениями по формуле (1) и тем экспериментальным фактом, что для возбуждения генерации в хиральных нематиках на краю стоп-зоны, как правило, требуются толщины слоев, превышающие 10 мкм. Найденная анизотропия усиления оказалась положительной ( $\alpha_{g, \parallel} - \alpha_{g, \perp} > 0$ ).

В работе [86] также продемонстрирована возможность использования планарно-ориентированного слоя ЖК в качестве усилителя для микролазера на ХЖК. Схема возбуждения лазерной генерации на элементе ХЖК с последующим ее усилением приведена на рис. 12а. Накачка лазера и усилителя осуществлялась вдоль нормали к соответствующим слоям ЖК. На рис. 12 показаны: спектр лазерной генерации  $W_0$  на входе усиливающего элемента (кривая 1), спектр суперлюминесценции на выходе усилителя в отсутствие излучения  $W_0$  на входе (кривая 2), а также спектр  $W$  излучения на выходе ячейки усилителя при подаче излучения  $W_0$  на его вход (кривая 3). Коэффициент усиления  $K_{\perp} = W/W_0 = \exp(\alpha_{g, \perp} L)$  оказывается значительным ( $K_{\perp} \approx 15$ ). Приведенные на рис. 12 результаты соответствуют поляризации усиливаемого



**Рис. 12.** Схема для изучения усиления генерации микролазера на ХЖК с помощью усилителя на НЖК (а). Спектр излучения ЖК-микролазера ( $\lambda = 615,46$  нм), измеренный на входе усиливающей ячейки (кривая 1), а также спектры усиленного излучения на выходе ячейки в отсутствие (кривая 2) и при наличии (кривая 3) усиливаемого излучения на входе (б). Плотность энергии накачки YAG:Nd-лазером  $41$  мДж/см<sup>2</sup> [86].

излучения, перпендикулярной директору. При толщине слоя НЖК 50 мкм анизотропия показателей усиления соответствует отношению коэффициентов усиления  $K_{\parallel}/K_{\perp} \approx 1,6$ . Это отношение определяет тот динамический диапазон, в котором можно изменять усиление с помощью поля. Увеличить его можно либо увеличением толщины слоя, либо изменением типа красителя, который обладал бы более высокой анизотропией поглощения и усиления. Таким образом, на основе ЖК можно создавать не только генераторы, но и усилители лазерного излучения. Анизотропия усиливающих свойств ЖК может быть использована для управления коэффициентом усиления с помощью электрического поля.

#### Заключение

Применение ЖК для генерации лазерного излучения представляет собой новое перспективное направление. Лазеры на ЖК не содержат

зеркал, имеют малые габариты, низкие пороги генерации, что, в частности, позволяет создавать каскадную схему возбуждения. Микролазеры на ЖК чувствительны к внешним воздействиям и могут быть перестраиваемыми в УФ и видимом спектральных диапазонах. Использование хиральных полимерных ЖК открывает перспективу создания гибких лазерных элементов и лазерных панелей с большой оптической апертурой. Такие панели способны содержать множество пикселей, управляемых с помощью электрического поля [62]. Это может лечь в основу создания нового поколения информационных дисплеев. Недостатками микролазеров являются невысокая термостабильность и малая энергия излучения (до 100 нДж/импульс). Тем не менее, особенности микролазеров на ЖК открывают новые и интересные возможности их применения в устройствах фотоники.

В заключение авторы выражают признательность коллегам и друзьям, помогавшим в работе над обзором. Полезные рекомендации были высказаны проф. Г.С. Чилая, проф. Е.А. Тихоновым и проф. И.П. Ильчишиным. Авторы благодарны сотрудникам лаборатории жидких кристаллов ИК РАН канд. физ.-мат. наук М.И. Барнику, проф. Л.М. Блинову, канд. физ.-мат. наук В.В. Лазареву, канд. физ.-мат. наук Б.А. Уманскому, канд. физ.-мат. наук Н.М. Штыкову за полезные замечания в ходе многочисленных обсуждений физических явлений, отмеченных в обзоре.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Dowling J.P., Scalora M., Bloemer M.J., Bowden C.M. The photonic band edge laser: A new approach to gain enhancement // *J. Appl. Phys.* 1994. V. 75. P. 1896–1899.
2. Pulffy-Muchoray P., Cao W., Moreira M., Taheri B., Munoz A. Photonics and lasing in LC materials // *Phil. Trans. R. Soc. A.* 2006. V. 364. P. 2747–2761.
3. Kogelnik H., Shank C.V. Stimulated emission in a periodic structure // *Appl. Phys. Lett.* 1971. V. 18. P. 152–154.
4. Kogelnik H., Shank C.V. Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers // *J. Appl. Phys.* 1972. V. 43. P. 2327–2335.
5. Goldberg L.S., Schnur J.M. Tunable internal feedback LC laser. US patent 3,771,065. 1973.
6. Ильчишин И.П., Тихонов Е.А., Тищенко В.Г., Шпак М.Т. Генерация перестраиваемого излучения примесными ХЖК // *Письма в ЖЭТФ.* 1980. Т. 32. С. 27–30.
7. Ильчишин И.П., Тихонов Е.А., Толмачев А.В., Федоряко А.П., Шпак М.Т. Гармоническое искажение структуры НЖК с индуцированной гидротипией, проявляющееся в лазере с распределенной обратной связью // *Укр. физ. журн.* 1988. Т. 33. С. 1492.
8. Белоцкий Е.Д., Ильчишин И.П., Лев Б.И., Толмачев А.В., Томчук П.М., Шпак М.Т. Эффект несоизмеримости в НЖК с индуцированной гидротипией // *Письма ЖЭТФ.* 1990. Т. 51. С. 216.
9. Il'chishin I.P., Tikhonov E.A., Tolmachev A.V., Fedoryako A.P., Shpak M.T. Harmonic distortion of the induced helical structure of the NLC detected by the distributed feedback laser // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1990. V. 191. P. 351–355.
10. Il'chishin I.P., Vakhnin A.Yu. Detecting of the structure distortion of ChLC using the generation characteristics of the distributed feedback laser based on it // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1995. V. 265. P. 687.
11. Kopp V.I., Zang Z.-Q., Genack A.Z. Low-threshold lasing at the edge of a photonic stop band in ChLC // *Opt. Lett.* 1998. V. 23. P. 1707–1709.
12. Taheri B., Palffy-Muchoray P., Kabir H. Lasing in cholesteric band-gap materials // In *ALCOM Symp. Chiral materials and applications.* 1999. Cuyahoga Falls, OH. P. 18–19.
13. Shibaev P.V., Tang K., Genack A.Z., Kopp V., Green M.M. Lasing from a polymeric lyotropic cholesteric LC // *Macromolecules.* 2002. V. 35. P. 3022–3025.
14. Chambers M., Fox M., Grell M., Hill J. Lasing from a Furster transfer fluorescent dye couple dissolved in a chiral NLC // *Adv. Mater.* 2002. V. 12. P. 808.
15. 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.
16. Araoka F., Shin K.-C., Takanishi Y., Ishikawa K., Takezoe H., Zhu Z.G., Swager T.M. How doping a ChLC with polymeric dye improves an order parameter and makes possible low threshold lasing // *J. Appl. Phys.* 2003. V. 94. P. 279–283.
17. Lo D., Ye C., Wang J. Distributed feedback laser action by polarization modulation // *Appl. Phys.* 2003. Y. 76. P. 649.
18. Song M.H., Park B., Shin K.-C., Ohta T., Tsunoda Y., Hoshi H., Takanishi Y., Ishikawa K., Watanabe J., Nishimura S., Toyooka T., Zhu Z., Swager T.M., Takezoe H. Effect of phase retardation on defect mode lasing in polymer ChLCs // *Adv. Mater.* 2004. V. 16. № 9–10. P. 779.
19. Strangi G., Barna V., Caputo R., de Luca A., Versace C., Scaramuzza N., Umerton C., Bartolino R., Price G. Color-tunable organic microcavity laser array using distributed feedback // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 94. P. 063903.
20. Haase W., Podgornov F., Matsuhisha Y., Ozaki M. Lasing in dye-doped chiral LCs: influence of de-



- fect modes / In *Nanophotonic Materials. Photonic crystals, plasmonics and metamaterials*. Ed. by Wehrspohn R.B., Kitzlerov H.-S., Busch K. N. Y.: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2007. P. 239–248.
21. *Chilaya G., Chanishvili A., Petriashvili G., Barberi R., Gipparone G., Mazzulla A., Sellame H., Matrangola M.A.* Lasing in three layer systems consisting of ChLCs and dye solution // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2008. V. 495. P. 97–105.
  22. *Liquid Crystal Microlasers* / Ed by Blinov L.M., Bartolino R. Transworld Research Network, T.C. 37/661 (2), Fort P.O., Trivandrum-695 023 Kerala, India, 2010. P. 265.
  23. *Кау Е.И.* Оптические свойства холестерических жидких кристаллов // *ЖЭТФ*. 1970. Т. 59. С. 1854–1862.
  24. *Yeh P., Gu C.* Optics of Liquid Crystal Displays. John Wiley & Sons. 1999.
  25. *Bendickson J.M., Dowling J.P., Scalora M.* Analytic expressions for the electromagnetic mode density in finite, one-dimensional, photonic band-gap structures // *Phys. Rev. E*. 1996. V. 53. P. 4107.
  26. *Kopp V.I., Zang Z.-Q., Genack A.Z.* Lasing in chiral photonics structures // *Progr. Quant. Electron.* 2003. V. 27. P. 369.
  27. *Palto S.P.* Lasing mode leakage in nematic and cholesteric layers // Chapter 8. In *Liquid Crystal Microlasers* / Ed. by Blinov L.M., Bartolino R. Transworld Research Network, T.C. 37/661 (2), Fort P.O., Trivandrum-695 023 Kerala, India, 2010. P.141–165.
  28. *Moreira M.F., Relaix S., Cao W., Taheri B., Palffy-Muhoray P.* Mirrorless lasing and lasing thresholds in cholesteric liquid crystals // Chapter 12 in *Liquid Crystal Microlasers* / Ed. by Blinov L.M., Bartolino R. Transworld Research Network, T.C. 37/661 (2), Fort P.O., Trivandrum-695 023 Kerala, India, 2010. P. 223–241.
  29. *Палто С.П.* Электрооптика и фотоника ЖК // *УФН*. 2005. Т. 175. В. 7. С. 784–790.
  30. *Де Жен П.* Физика жидких кристаллов: Пер. с англ. / Под. ред. Сони́на А.С. М.: Мир, 1977. 400 с.
  31. *Палто С.П., Штыков Н.М., Барник М.И., Уманский Б.А.* Увеличение эффективности лазерной генерации в фотонных структурах на основе ХЖК // *Кристаллография*. 2010. Т. 55. № 2. С. 313–323.
  32. *Ozaki M., Kasano M., Kitasho T., Ganske D., Hase W., Yoshino K.* Mirrorless lasing in dye-doped ferroelectric LC // *Adv. Mater.* 2002. V. 14. P. 306.
  33. *Ozaki M., Matsuhisa Y., Yoshida H., Ozaki R., Fujii A.* Photonic crystals based on chiral LCs // In *Nanophotonic Materials. Photonic crystals, plasmonics and metamaterials* / Ed. by Wehrspohn R.B., Kitzlerov H.-S., Busch K. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA. Weinheim, 2007. P. 251–267.
  34. *Bobrovsky A.Y., Boiko N.L., Shibaev V.P., Wendorff J.H.* Cholesteric mixtures with photochemically tunable, circularly polarized fluorescence // *Adv. Mater.* 2003. V. 15. P. 282.
  35. *Shibaev V.P.* Responsive cholesteric polymer lasers // Chapter 7. In *Liquid Crystal Microlasers* / Ed. by Blinov L.M., Bartolino R. Transworld Research Network, T.C. 37/661 (2), Fort P.O., Trivandrum-695 023 Kerala, India, 2010. P. 127–141.
  36. *Brackmann U.* Laser Dyes. Göttingen (Germany): Lambda Physik AG. D-37079, 2000. 274 p.
  37. *Chilaya G., Chanishvili A., Petriashvili G., Barberi R., Bartolino R., Gipparone G., Mazzulla A., Shibaev V.P.* Reversible tuning of lasing in ChLCs controlled by light emitting diodes // *Advanced Materials*. 2007. V. 19. Issue 4. P. 565–568.
  38. *Palto S.P., Shtykov N.M., Umansky B.A., Barnik M.I., Blinov L.M.* General properties of lasing effect in chiral liquid crystals // *Opto-Electronics Review* 2006. V. 14. № 4. P. 323–328.
  39. *Палто С.П.* Лазерная генерация в тонких пленках ЖК // *ЖЭТФ*. 2006. Т. 130. С. 544–553.
  40. *Chanishvili A., Chilaya G., Petriashvili G., Baraderi R., Bartolino R., Cipparrone G., Mazzulla A.* Laser emission from a dye-doped ChLC pumped with by another ChLC laser // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 85. P. 3378.
  41. *Coles H.J., Morris S.M., Ford A.D., Hands P.J.W., Wilkinson T.D.* Red-green-blue 2D tuneable LC laser devices and displays // Chapter 13. In *Liquid Crystal Microlasers* / Ed. by Blinov L.M., Bartolino R. Transworld Research Network, T.C. 37/661 (2), Fort P.O., Trivandrum-695 023 Kerala, India, 2010. P. 241–262.
  42. *Bartolino R., Blinov L.M.* Liquid crystal microlasers (introductory notes) // Chapter 1. In *Liquid Crystal Microlasers* / Ed. by Blinov L.M., Bartolino R. Transworld Research Network, T.C. 37/661 (2), Fort P.O., Trivandrum-695 023 Kerala, India, 2010. P. 1–23.
  43. *Blinov L.M.* NLC cells as light amplifiers and DFB lasers // Chapter 5. In *Liquid Crystal Microlasers* / Ed. by Blinov L.M., Bartolino R. Transworld Research Network, T.C. 37/661 (2), Fort P.O., Trivandrum-695 023 Kerala, India, 2010. P. 89–107.
  44. *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.
  45. *Matsuhisa Y., Huang Y., Zhou Y., Wu S.-T., Ozaki R., Takao Y., Fujii A., Ozaki M.* Low-threshold and high efficiency lasing upon band-edge excitation in a cholesteric liquid crystal // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 90. P. 091114.
  46. *Palto S.P., Blinov L.M.* Field Induced Unwinding of Cholesteric and SmC\* Helix: Expectations and Reality // *J. Soc. Elect. Mat. Eng.* 2005. V. 14. P. 115–118.

47. *Blinov L.M., Palto S.P.* Cholesteric Helix: Topological Problem, Photonics and Electro-optics // *Liquid Crystals*. 2009. V. 36. № 10–11. P. 1037–1047.
48. *Yoshida H., Inoue Y., Isomura T., Matsuhisa Y., Fujii A., Ozaki M.* Position sensitive, continuous wavelength tunable laser based on photopolymerizable ChLCs with an in-plane helix alignment // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 94. P. 093306–1–3.
49. *Ozaki M., Yoshida H.* Wavelength tuning and lowering of lasing threshold based on photon localization in chiral liquid crystals // Chapter 2. In *Liquid Crystal Microlasers* / Ed. by Blinov L.M., Bartolino R. Transworld Research Network, T.C. 37/661 (2), Fort P.O., Trivandrum-695 023 Kerala, India, 2010. P. 23–43.
50. *Chanishvili A., Chilaya G., Petriashvili G., Barberi R., Bartolino R., Gipparrone G., Mazzula A., Opiol L.* Phototunable lasing in dye-doped cholesteric LCs // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 83. № 26. P. 5353–5355.
51. *Chanishvili A., Chilaya G., Petriashvili G., Barberi R., Bartolino R., Gipparrone G., Mazzula A., Opiol L.* Lasing in dye-doped Cholesteric LCs: two new tuning strategies // *Adv. Mater.* 2004. V. 16. № 9–10. P. 791–795.
52. *Chanishvili A., Chilaya G., Petriashvili G., Sikharulidze D.* Light induced effects in cholesteric mixtures with a photosensitive nematic host // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2004. V. 409. P. 209–218.
53. *Chanishvili A., Chilaya G., Petriashvili G., Barberi R., Bartolino R., Gipparrone G., Mazzula A., Gimenez R., Opiol L., Pinol M.* Widely fine-tunable UV-VIS liquid crystal laser // *Appl. Phys. Lett.* 2005. V. 86. P. 051107.
54. *Chilaya G., Chanishvili A., Petriashvili G., Barberi R., Bartolino R., De Santo M.P., Matranga M.A., Collings P.* Light control of ChLC using azoxy-based host materials // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2006. V. 453. P. 123–140.
55. *Chilaya G.S.* Light-controlled change in the helical pitch and broadband tunable ChLC lasers // *Crystallography Reports*. 2006. V. 51. Suppl. 1. P. S108–S118.
56. *Arinzon D., Levy E., Collings P., Chanishvili A., Chilaya G., Petriashvili G.* *Trans-cis* isomerization of an azoxybenzene LCs // *Liquid Crystals*. 2007. V. 34. № 6. P. 707–718.
57. *Petriashvili G., Matranga M.A., De Santo M.P., Chilaya G., Barberi R.* Wide band gap materials as a new tuning strategy for dye doped ChLCs laser // *Opt. Exp.* 2009. V. 17. № 6. P. 4553–4558.
58. *Barberi R., Chilaya G.* Strategies for tunable cholesteric lasers // Chapter 11. In *Liquid Crystal Microlasers*. / Ed. by Blinov L.M., Bartolino R. Transworld Research Network, T.C. 37/661 (2), Fort P.O., Trivandrum-695 023 Kerala, India, 2010. P. 199–223.
59. *Lin T.-H., Chen Y.-J., Wu F.-C., Liu J.-H., Fuh A. Y.-G.* Lasing in photonic crystals based on dye-doped LC films // *Proc. SPIE. Emerging LC technologies*. 2005. V. 5741. P. 129–134.
60. *Furumi S., Yokoyama S., Otomo A., Mashiko S.* Phototunable photonic bandgap in a chiral LC laser device // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 84. № 14. P. 2491–2493.
61. *Moreira M.F., Carvalho I.C.S., Cao W., Bailey C., Taheri B., Palffy-Muhoray P.* Cholesteric LC laser as an optic fiber-based temperature sensor // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 85. P. 2691.
62. *Barnik M.I., Blinov L.M., Lasarev V.V., Palto S.P., Umansky B.A., Shtykov N.M.* Lasing from photonic structure: cholesteric-voltage controlled nematic-cholesteric LC // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 103. P. 123113–123117.
63. *Mosini F., Tabiryan N.V.* ChLC resonator and systems with addressable colors // *Proc. SPIE*. 1993. V. 1982. P. 28–33.
64. *Zhou Y., Huang Y., Rapaport A., Bass M., Wu S.-T.* Doubling the optical efficiency of a chiral LC laser using a reflector // *Appl. Phys. Lett.* 2005. V. 87. № 23. P. 1107.
65. *Zhou Y., Huang Y., Wu S.-T.* Enhancing ChLC laser performance using a cholesteric reflector // *Opt. Exp.* 2006. V. 14. № 9. P. 3906–3916.
66. *Zhou Y., Jang E.-E.A., Huang Y., Wu S.-T.* Enhanced laser emission in opposite handedness using a cholesteric polymer film stack // *Opt. Exp.* 2007. V. 15. № 6. P. 3470–3477.
67. *Chilaya G., Chanishvili A., Petriashvili G., Barberi R., Gipparrone G., Mazzulla A., De Santo, Sellame H., Matranga M.A.* Single mode lasing in multilayer sandwiched systems consisting of ChLCs and dye solution // *Proc. SPIE*. 2007. V. 6637. P. 66370M1–6.
68. *Grebe D., Macdonald R., Eicher H.J.* ChLC mirrors for pulsed solid-state lasers // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1996. V. 282. P. 309–314.
69. *Lee J.C., Jacobs S.D., Gunderman T., Schmidt A., Kessler T.J., Skeldon M.D.* TEM mode and single longitudinal mode laser operation with a ChLC laser and mirror // *Opt. Lett.* 1990. V. 15. P. 959–961.
70. *Ozaki M., Ozaki R., Matsui T., Yoshino K.* Twist-defect-mode lasing in photopolymerized ChLC // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2003. V. 42. P. L472.
71. *Yoshida H., Lee C. H., Matsuhisa Y., Fujii A., Ozaki M.* Optical tuning and switching of photonic defect modes in cholesteric liquid crystals // *Adv. Mater.* 2007. V. 19. P. 1187.
72. *Matsui T., Ozaki R., Funamoto K., Ozaki M., Yoshino K.* Flexible mirrorless lasers based on free-standing film of photopolymerized ChLC // *Appl. Phys. Lett.* 2002. V. 81. № 20. P. 3741–3743.
73. *Fuh A. Y.-G., Lin T.-H., Liu J.-H., Wu F.-C.* Lasing in chiral photonic LCs and associated frequency tuning // *Opt. Exp.* 2004. V. 12. № 9. P. 1857–1863.
74. *Blinov L.M., Cipparrone G., Pagliusi P., Lazarev V.V., Palto S.P.* Mirrorless lasing from nematic liquid crystals in the plane waveguide geometry without

- refractive index or gain modulation // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 89. P. 0311114–1–3.
75. *Blinov L.M., Palto S.P., Lasarev V.V., Cipparone G., Mazzulla A., Pagliusi P.* Quasi-in plane leaky lasing modes from thin waveguiding lasers of nematic and cholesteric LCs // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 2007. V. 465. P. 37–50.
76. *Blinov L.M., Cipparone G., Mazzulla A., Pagliusi P., Lasarev V.V., Palto S.P.* Quasi-in-plane leaky modes in lasing ChLC cells // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 104. P. 103115–1–7.
77. *Blinov L.M., Cipparone G., Mazzulla A., Pagliusi P., Lasarev V.V., Palto S.P.* Simple voltage tunable LC laser // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 90. P. 131103–1.
78. *Kasano M., Ozaki M., Yoshino K., Ganzke D., Haase W.* Electrically tunable waveguide laser based on FLC // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 82. P. 4026–4028.
79. *Wang C.-T., Lin T.-H.* Multi-wavelength laser emission in dye-doped photonic LCs // *Opt. Exp.* 2008. V. 16. № 22. P. 18334–18339.
80. *Simoni F., Lucchetta D.E., Criante L., Francescangeli O., Vita F.* Microlasers based on holographic PDLC structures // Chapter 10. In *Liquid Crystal Microlasers.* / Ed. by Blinov L.M., Bartolino R. Transworld Research Network, T.C. 37/661 (2), Fort P.O., Trivandrum-695 023 Kerala, India, 2010. P. 187–199.
81. *Slussarenko S., Vasnetsov M., Abbate G., Stumpe J., Sakhno O.* POLIPHEM-gratings based DFB laser on the second order Bragg diffraction // Chapter 6. In *Liquid Crystal Microlasers / Transworld Research Network, T.C. 37/661 (2), Fort P.O., Trivandrum-695 023 Kerala, India, 2010. P. 107–127.*
82. *Kim S.T., Finkelmann H.* Cholesteric liquid single-crystal elastomers obtained by the anisotropic deswelling method // *Macromol. Rapid Commun.* 2001. V. 22. P. 429–433.
83. *Finkelmann H., Kim S.T., Muñoz A., Palffy-Muhoray P., Taheri B.* Tunable Mirrorless Lasing in Cholesteric Liquid Crystalline Elastomers // *Adv. Mater.* 2001. V. 13. P. 1069–1072.
84. *Cao W., Munos A., Palffy-Muhoray P., Taheri B.* Lasing in a three-dimensional photonic crystal of the LC blue phase // *Nature Mater.* 2002. V. 1. P. 111–113.
85. *Yokoyama S., Mashiko S., Kikuchi H., Uchida K., Nagamura T.* Laser Emission from a Polymer-Stabilized Liquid Crystalline Blue Phase // *Adv. Mater.* 2006. V. 18. P. 48–51.
86. *Штыков Н.М., Барник М.И., Блинов Л.М., Уманский Б.А., Палто С.П.* Усиление генерации жидкокристаллического микролазера с помощью однородного жидкокристаллического слоя // *Письма в ЖЭТФ.* 2007. Т. 85. В. 12. С. 734–737.