

О влиянии локального колебания на спектральные и лазерные характеристики F_2^- -центров окраски в кристаллах LiF при низких температурах

А.Г.Папашвили, С.Н.Сметанин, М.Е.Дорошенко

В результате исследований спектральных и лазерных свойств кристалла LiF: F_2^- при низких температурах выявлено электронно-колебательное взаимодействие электронов F_2^- -центра с локальным колебанием F_2^- -центра, происходящее на фоне взаимодействия между электронами F_2^- -центров и фононами кристаллической решетки. Взаимодействие электронов с локальным колебанием проявляется в спектрах наличием узких линий, налагающихся на широкие электрон-фононные линии взаимодействия электронов с кристаллической решеткой. Также обнаружено anomальное поведение спектральных линий генерации LiF: F_2^- -лазера при температуре жидкого азота и селективном возбуждении, что объясняется различием вероятностей решеточного и локального взаимодействий.

Ключевые слова: F_2^- -центр окраски, электронно-колебательное взаимодействие, локальное колебание.

1. Введение

Лазеры на кристаллах LiF: F_2^- являются эффективными и надежными твердотельными источниками перестраиваемого лазерного излучения в ближней инфракрасной области спектра ($\lambda = 1.08\text{--}1.29$ мкм), работающими при комнатной температуре как в наносекундном, так и в пикосекундном режиме [1–7]. Спектры поглощения и люминесценции F_2^- -центров окраски в кристаллах LiF при комнатной температуре представляют собой широкие полосы [8], что обеспечивает возможность получения перестраиваемой генерации. Удобное спектральное расположение широкой (0.8–1.1 мкм) полосы поглощения позволяет использовать для накачки как широко распространённые итербиевые и неодимовые лазеры ($\lambda = 1.03\text{--}1.08$ мкм), так и коммерчески доступные многомодовые лазерные диоды ($\lambda = 0.94\text{--}0.98$ мкм) для осуществления лазерной генерации с высокой эффективностью (до 45%) [3–5]. Кристаллы LiF: F_2^- были использованы в качестве лазерных усилителей пикосекундных импульсов KGd(WO₄)₂:Nd³⁺-лазера с ВКР-самопреобразованием частоты при энергии отдельных лазерных импульсов до 30 мДж и выходной мощности до 10¹⁰ Вт [6, 7], а также в качестве просветляющихся фильтров для пассивной модуляции добротности высокоэффективных неодимовых лазеров ($\lambda = 1.03\text{--}1.08$ мкм) [9–11], работающих в импульсно-периодическом или в квазинепрерывном режиме генерации. В работе [12] кристаллы LiF: F_2^- использовались как для пассивной модуляции добротности резонатора SrMoO₄:Nd³⁺-лазера с ВКР-самопреобразованием частоты, так и для лазерного усиления субнаносекундных ВКР-импульсов того же лазера. В работе [13] исследованы лазерные свойства F_2^- -центров окраски в новой нано-

структурированной LiF-керамике и показано, что они не отличаются от таковых в кристаллах LiF при комнатной температуре. Однако спектральные свойства F_2^- -центров в керамике при низких температурах не изучались.

Несмотря на большое количество работ по использованию кристаллов LiF: F_2^- в качестве активных элементов, до сих пор нет полного понимания механизмов электронно-колебательного взаимодействия центров окраски в кристаллах LiF. Этот вывод рассмотрен в [14] в рамках одночастотной модели в приближении Франка–Кондона, т.е. описано взаимодействие электронов центров окраски только с одночастотными колебаниями кристаллической решетки (электрон-фононное взаимодействие). Как показано в [15], такая модель хорошо описывает спектральные свойства F_2^- -центров окраски в кристаллах LiF при температурах выше 150 К. Однако при понижении температуры ниже 150 К проявляющаяся тонкая структура отдельных спектральных линий F_2^- -центров окраски в кристаллах LiF не может быть рассмотрена в рамках одночастотной модели. Автор [14] определил температуру Дебая в данном приближении по экспериментальным спектрам поглощения при низких температурах, и она оказалась сильно отличающейся от известного значения температуры Дебая, полученного методом измерения теплоемкости кристалла LiF [16], что также указывает на неточность одночастотной модели для описания F_2^- -центров окраски в LiF. В работе [17] предложено описание структуры спектров поглощения и люминесценции кристаллов LiF с центрами окраски при низких температурах (10–77 К) как суперпозиции спектров нескольких подобных центров окраски, связанных с наличием примесей в кристаллах. В [18] было показано, что наличие примеси ОН-групп в кристаллах LiF способствует образованию F_2^- -подобных центров с областью поглощения и люминесценции, перекрывающейся с областью поглощения и люминесценции F_2^- -центров, однако определенная структура низкотемпературных спектров F_2^- -центров окраски в кристаллах LiF проявлялась как при наличии примесей, так и в их отсутствие.

А.Г.Папашвили, С.Н.Сметанин, М.Е.Дорошенко. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: ssmetanin@bk.ru

Поступила в редакцию 24 марта 2015 г., после доработки – 2 июля 2015 г.

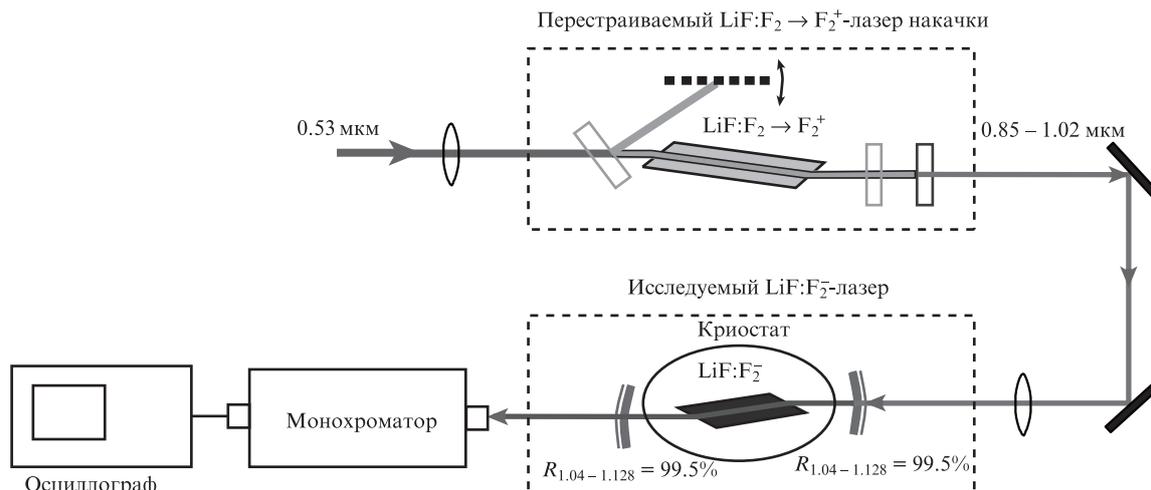


Рис.1. Схема экспериментальной лазерной установки.

В настоящей работе проведено исследование спектральных и лазерных характеристик кристалла LiF:F_2^- при низких температурах ($T = 10\text{--}77\text{ К}$). Спектральные свойства F_2^- -центров в кристаллах LiF интерпретируются с помощью модели кристаллических колебаний, которая включает не только колебания идеальной решетки, но и резонансные локальные колебания (local-mode vibrations), обусловленные вакансионными дефектами решетки. Образование F_2^- -центров неизбежно связано с возникновением двух соседних вакансий и изменением параметров межионного взаимодействия для ионов, окружающих вакансии. Соответственно, параметры электронно-колебательного взаимодействия с участием локальных колебаний и колебаний кристаллической решетки могут существенно различаться, а амплитуды колебаний ионов, окружающих вакансии, на определенных частотах будут значительно отличаться от амплитуд колебаний ионов идеальной решетки.

2. Техника и результаты измерений спектральных параметров

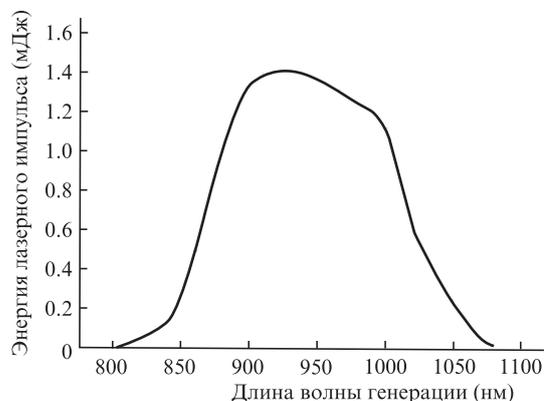
Спектры пропускания образцов при температуре 10 К измерялись с помощью двойного монохроматора ДФС-12. Образец находился в гелиевом криостате RDK 10-320 (Refrigerant Helium GmbH). Широкополосное излучение после прохождения образца фокусировалось на входную щель монохроматора. Источником модулированного излучения служила галогеновая лампа с прерывателем (600 Гц). На выходе монохроматора излучение регистрировалось фотоэлектронным умножителем ФЭУ 83. Электрический сигнал от фотоэлектронного умножителя подавался на цифровой осциллограф Tektronix TDS 380. Осциллограф запускался синхронно с падающим оптическим сигналом с помощью фотодиода. Данные с осциллографа считывались с помощью персонального компьютера для последующей обработки.

Спектр пропускания (поглощения) кристалла LiF:F_2^- при $T = 77\text{ К}$ измерялся двухканальным спектрофотометром СФ 20. Измеряемый образец помещался на холодный медный палец азотного криостата. Температура образца контролировалась с помощью термопары медь–константан.

Спектр люминесценции кристалла LiF:F_2^- измерялся согласно схеме на рис.1 при отсутствии зеркал резонатора LiF:F_2^- -лазера.

В качестве источника возбуждения использовался перестраиваемый лазер на кристалле $\text{LiF:F}_2 \rightarrow \text{F}_2^+$ с продольной накачкой излучением второй гармоники наносекундного неодимового лазера. При этом для повышения селективности перестраиваемого излучения была усовершенствована схема известного $\text{LiF:F}_2 \rightarrow \text{F}_2^+$ -лазера «Malsan» [1]. Дело в том, что в лазере «Malsan» при перестройке частоты излучения на крыльях линии люминесценции кроме узкой линии ($\Delta\nu = 10\text{ см}^{-1}$) лазерного излучения наблюдалось соосное двухпроходное усиленное спонтанное излучение, интенсивность которого была сравнимой с интенсивностью лазерного излучения.

В представленной на рис.1 усовершенствованной схеме $\text{LiF:F}_2 \rightarrow \text{F}_2^+$ -лазера накачки спонтанное излучение может усиливаться только за один проход активного элемента, поэтому его влияние значительно ослаблено, что приводит к присутствию в спектре излучения накачки только узкой линии лазерного излучения даже при работе на крыльях линии люминесценции кристалла $\text{LiF:F}_2 \rightarrow \text{F}_2^+$. На рис.2 приведена перестроечная кривая излучения $\text{LiF:F}_2 \rightarrow \text{F}_2^+$ -лазера накачки (850–1050 нм), которая хорошо совпадает со спектром поглощения кристалла

Рис.2. Перестроечная кривая длины волны излучения $\text{LiF:F}_2 \rightarrow \text{F}_2^+$ -лазера накачки.

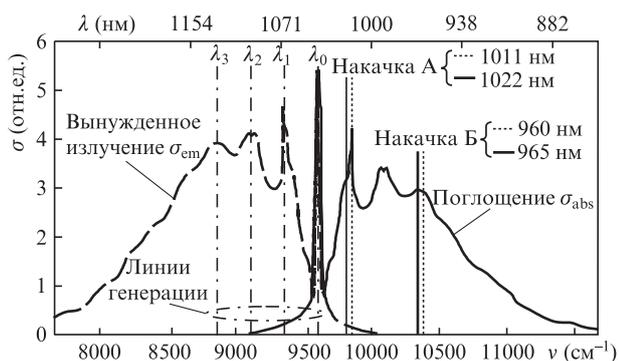


Рис.3. Спектры поглощения (сплошная кривая) и люминесценции (штриховая кривая) в кристалле LiF:F₂⁻ при температуре 77 К. Вертикальные сплошные и пунктирные линии указывают длины волн излучения накачки (накачка А и Б) в лазерных экспериментах при селективном возбуждении, а штрих-пунктирные линии – положение линий генерации.

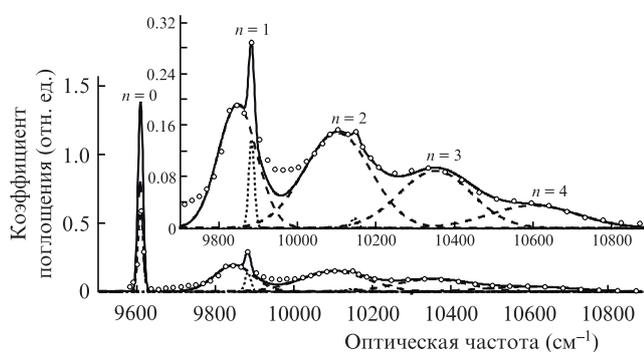


Рис.4. Спектры поглощения кристалла LiF:F₂⁻ при температуре 10 К. Точки – результаты прямых измерений. Линии – результаты обработки измерений: за серию гауссовых штриховых линий ответственны электронно-колебательные взаимодействия электронов F₂⁻-центра с кристаллической решеткой; за серию гауссовых пунктирных линий – взаимодействия электронов с локальным колебанием F₂⁻-центра; сплошная линия – суммарный спектр поглощения.

LiF:F₂⁻. Ширина линии излучения перестраиваемого LiF:F₂⁻ → F₂⁺-лазера не превышала 1 нм.

На рис.3 представлены измеренные спектры поглощения и люминесценции кристалла LiF:F₂⁻ при температуре 77 К, а на рис.4 – результаты измерений спектра поглощения кристалла LiF:F₂⁻ при температуре 10 К.

3. Обсуждение результатов спектральных измерений

В спектре поглощения при температуре 10 К (см. рис.4) четко выделяются две группы линий. Каждая линия хорошо описывается гауссовой функцией

$$f_n^{lat,loc}(\nu) = I_n^{lat,loc} \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_n^{lat,loc}}{\Delta\nu_n^{lat,loc}}\right)^2\right], \quad (1)$$

где n – номер колебательного уровня возбуждения ($n = 0, 1, 2, \dots$); $I_n^{lat,loc}$ – интенсивность n -й линии; $\nu_n^{lat,loc}$ – ее центральная частота; $\Delta\nu_n^{lat,loc}$ – ее полуширина на уровне $1/e$. В каждой группе линии расположены эквидистантно. Линии первой группы (обозначены верхним индексом lat) характеризуются большой шириной (штриховые линии) и сдвинуты друг относительно друга на $\nu_{n+1}^{lat} - \nu_n^{lat} = 250 \text{ см}^{-1}$, а линии второй группы (обозначены верхним индексом loc) узкие (пунктирные линии) со сдвигом $\nu_{n+1}^{loc} - \nu_n^{loc} = 270 \text{ см}^{-1}$.

сом loc) узкие (пунктирные линии) со сдвигом $\nu_{n+1}^{loc} - \nu_n^{loc} = 270 \text{ см}^{-1}$.

В работе [19] приведен фоннный спектр кристалла LiF, а в работе [20] определены энергии двух акустических фононов (0.026 эВ или 210 см^{-1} и 0.031 эВ или 250 см^{-1}) и одного оптического фонона (0.036 эВ или 290 см^{-1}), участвующих в оптических переходах F₂⁻-центра окраски в кристалле LiF. Можно полагать, что за наблюдаемый нами спектр (см. рис.4), состоящий из широких повторяющихся линий (штриховые линии), ответственно электронно-колебательное взаимодействие электронов F₂⁻-центра с решеткой кристалла LiF при фоннной частоте 250 см^{-1} (отсюда индекс lat – сокращение от lattice).

Наблюдаемые также в спектре на рис.4 узкие линии (пунктирные гауссовы линии) в работе [17] приписываются другому типу центров окраски, однако проведенные нами спектрально-кинетические исследования кристаллов LiF:F₂⁻ с разными примесями [15] позволяют предположить, что эти линии обусловлены не примесными центрами, а локальным колебанием F₂⁻-центра [21] (отсюда индекс loc – сокращение от local).

Таким образом, в спектр поглощения (точки) дают вклад электронно-колебательные взаимодействия электронов с кристаллической решеткой (штриховые линии) и с локальным колебанием F₂⁻-центра (пунктирные линии).

Параметры всех гауссовых линий в (1) подбирались так, чтобы суммарный спектр (сплошная линия) наилучшим образом совпадал с экспериментальными результатами.

Взаимодействие электронов с колебаниями кристаллической решетки и с локальным колебанием вносят различный вклад в бесфоннную линию [16], недоступный для прямого измерения. Из спектра поглощения видно, что имеет место наложение линий, за которые ответственны локальные и решеточные колебания. Искусственно разделим центры окраски на две группы, участвующие только в локальном колебании и только в решеточном колебании; соответственно, допустим, что и бесфоннная линия является суммой бесфоннных линий этих центров.

Для определения неизвестных параметров данных взаимодействий (в особенности параметров бесфоннной линии) используем одночастотную модель в приближении Франка–Кондона при температуре, близкой к абсолютному нулю. Вероятность электрон-фоннного перехода при взаимодействии электронов F₂⁻-центра с кристаллической решеткой можно выразить пекаррианом [22, 23]:

$$J_n^{lat} / \sum_{n=0}^{\infty} J_n^{lat} = \frac{S_{lat}^n}{n!} \alpha_{lat}, \quad (2)$$

где $J_n^{lat} = I_n^{lat} \Delta\nu_n^{lat} \sqrt{\pi}$ – интегральная интенсивность n -й линии электрон-фоннного спектра ($n = 0$ соответствует бесфоннной линии, $n > 0$ – линиям взаимодействия с числом фононов n); $\alpha_{lat} = J_0^{lat} / \sum_{n=0}^{\infty} J_n^{lat}$ – фактор Дебая–Валлера, представляющий собой нормированную интегральную интенсивность бесфоннной линии для электронно-колебательного взаимодействия с кристаллической решеткой; $S_{lat} = -\ln \alpha_{lat} = J_0^{lat} / J_0^{lat}$ – фактор Хуанга–Риса, равный отношению интегральных интенсивностей однофоннной и бесфоннной линий для того же вида взаимодействия. Полагаем, что для взаимодей-

ствия с локальным колебанием F_2^- -центра можно записать аналогичное выражение:

$$J_n^{\text{loc}} / \sum_{n=0}^{\infty} J_n^{\text{loc}} = \frac{S_{\text{loc}}^n}{n!} \alpha_{\text{loc}}, \quad (3)$$

где α_{loc} и $S_{\text{loc}} = -\ln \alpha_{\text{loc}}$ – соответственно факторы Дебая–Валлера и Хуанга–Риса для взаимодействия с локальным колебанием F_2^- -центра; $J_n^{\text{loc}} = I_n^{\text{loc}} \Delta \nu_n^{\text{loc}} \sqrt{\pi}$ – интегральная интенсивность n -й линии спектра, соответствующего взаимодействию с локальным колебанием F_2^- -центра.

Отношение интегральных интенсивностей линий переходов с участием одного и двух фононов для взаимодействия с локальным колебанием обозначим параметром γ :

$$\gamma = \frac{J_{1,2}^{\text{loc}}}{J_1^{\text{loc}}}. \quad (4)$$

Заменив в (4) интегральные интенсивности $J_{1,2}^{\text{loc}}$ согласно формуле (3), получим, что

$$S_{\text{loc}} = 2\gamma. \quad (5)$$

Согласно данным рис.4 (штриховые гауссовы линии) имеем $\gamma = 0.13$, тогда $S_{\text{loc}} = 0.26$ и $\alpha_{\text{loc}} = 0.77$.

Теперь нужно определить значения факторов Дебая–Валлера и Хуанга–Риса (α_{lat} и S_{lat}) для взаимодействия с кристаллической решеткой.

Точному измерению доступны интегральные интенсивности широких линий фоннного крыла (штриховые гауссовы линии на рис.4), нормированные на площадь всего фоннного крыла (при исключении бесфоннной линии), экспериментальные значения которых определяются как

$$P_n^{\text{exp}} = J_n^{\text{lat}} / \sum_{n=1}^{\infty} J_n^{\text{lat}}. \quad (6)$$

С другой стороны, они могут быть определены теоретически согласно формуле (2):

$$P_n^{\text{theor}} = \frac{\alpha_{\text{lat}}}{1 - \alpha_{\text{lat}}} \frac{(-\ln \alpha_{\text{lat}})^n}{n!}, \quad (7)$$

где α_{lat} является искомым параметром. Рассматривая сходимость значений, определяемых выражениями (6) и (7), по методу наименьших квадратов

$$\frac{d}{d\alpha_{\text{lat}}} \sum_{n=1}^{\infty} (P_n^{\text{theor}} - P_n^{\text{exp}})^2 = 0, \quad (8)$$

получаем искомое значение $\alpha_{\text{lat}} = 0.13$ (и $S_{\text{lat}} = -\ln \alpha_{\text{lat}} = 2.04$), которое соответствует наименьшему среднеквадратичному отклонению теоретических значений P_n^{theor} от экспериментальных значений P_n^{exp} . При этом имеем $P_1^{\text{theor}} = 0.305$ и $P_1^{\text{exp}} = 0.277$, $P_2^{\text{theor}} = 0.311$ и $P_2^{\text{exp}} = 0.368$, $P_3^{\text{theor}} = 0.211$ и $P_3^{\text{exp}} = 0.239$, $P_4^{\text{theor}} = 0.108$ и $P_4^{\text{exp}} = 0.058$.

Как и при температуре 10 К, в спектрах поглощения и люминесценции при 77 К (см. рис.3) выделяется узкая ($\Delta \nu \approx 10 \text{ см}^{-1}$) бесфоннная линия с максимумом на длине волны 1.0404 мкм и наблюдаются широкие линии электрон-фоннных переходов с частотными интервалами между ними около 250 см^{-1} , которые расположены зеркально симметрично относительно бесфоннной линии.

Как в спектре поглощения, так и в спектре люминесценции (см. рис.3) наблюдается узкий пик, соответствующий взаимодействию электронов F_2^- -центра с локальным колебанием F_2^- -центра. Данный пик лежит на крыле первой широкой электрон-фоннной линии и смещен относительно бесфоннной линии на 270 см^{-1} . Вершина второй электрон-фоннной линии имеет тонкую структуру, которую по аналогии со спектром поглощения, измеренным при температуре 10 К (см. рис.4), можно также объяснить наличием слабого (второго) узкого пика, соответствующего взаимодействию электрона с локальным колебанием. Отношение интенсивностей второго и первого узких пиков согласно формулам (4) и (5) дает примерно такое же значение фактора Хуанга–Риса для взаимодействия с локальным колебанием, как и при температуре 10 К ($S_{\text{loc}} \approx 0.26$). Обработка результатов измерений при температуре 77 К (рис.3) по формулам (6)–(8) показала $\alpha_{\text{lat}} = 0.068$ и $S_{\text{lat}} = -\ln \alpha_{\text{lat}} = 2.69$.

Таким образом, при повышении температуры от 10 К до 77 К нормированная интегральная интенсивность бесфоннной линии (фактор Дебая–Валлера), соответствующей электронно-колебательному взаимодействию с решеткой кристалла $\text{LiF}:F_2^-$, уменьшается примерно в два раза (от $\alpha_{\text{lat}} = 0.13$ до $\alpha_{\text{lat}} = 0.068$), а для линии, соответствующей взаимодействию с локальным колебанием, почти не изменяется ($\alpha_{\text{loc}} = \exp(-S_{\text{loc}}) \approx 0.77$).

4. Спектры лазерной генерации при селективной накачке кристалла $\text{LiF}:F_2^-$

На рис.5 приведены измеренные спектры генерации $\text{LiF}:F_2^-$ -лазера при температуре 77 К и селективной накачке излучением перестраиваемого $\text{LiF}:F_2 \rightarrow F_2^+$ -лазера в первую (накачка А) и третью (накачка Б) линии поглощения (см. рис.3) кристалла $\text{LiF}:F_2^-$.

На рис.6 представлено разложение спектра генерации (рис.5,б, накачка с $\lambda = 960 \text{ нм}$) на составляющие, определяемые вкладом взаимодействия электронов с различными колебаниями кристалла $\text{LiF}:F_2^-$. Видно, что пик генерации при $\lambda_1 \approx 1070 \text{ нм}$ соответствует однофоннному переходу с частотой 270 см^{-1} (локальное колебание F_2^- -центра). Также видно, что за линию генерации при $\lambda_2 \approx 1100 \text{ нм}$ ответственны двухфоннные переходы как для основного ($2 \times 250 \text{ см}^{-1}$), так и для других ($2 \times 290 \text{ см}^{-1}$ и $290 + 350 \text{ см}^{-1}$) колебаний кристаллической решетки, но пик данной линии генерации соответствует двухфоннному переходу с частотой $2 \times 270 \text{ см}^{-1}$, за который ответственно локальное колебание F_2^- -центра.

Нужно заметить, что интенсивность излучения перестраиваемого $\text{LiF}:F_2 \rightarrow F_2^+$ -лазера, используемого для накачки, в диапазоне длин волн $960\text{--}965 \text{ нм}$ (накачка Б) близка к максимальной, а при перестройке длины волны излучения в диапазон $1011\text{--}1022 \text{ нм}$ (накачка А) интенсивность уменьшается примерно в два раза (см. рис 2).

Из рис.5,а следует, что при накачке точно в узкий пик первой линии поглощения с длиной волны 1011 нм (пунктирная линия) генерация развивалась в основном на бесфоннной (нулевой) линии люминесценции с длиной волны $\lambda_0 = 1040 \text{ нм}$, а также на линии люминесценции с длиной волны $\lambda_2 = 1102 \text{ нм}$, соответствующей двухфоннному переходу $2 \times 270 \text{ см}^{-1}$ (см. рис.6). На других линиях люминесценции, в том числе на первой ($\lambda_1 = 1070 \text{ нм}$), генерация практически отсутствовала. Из вышесказанного следует, что при возбуждении в пик локального колебания

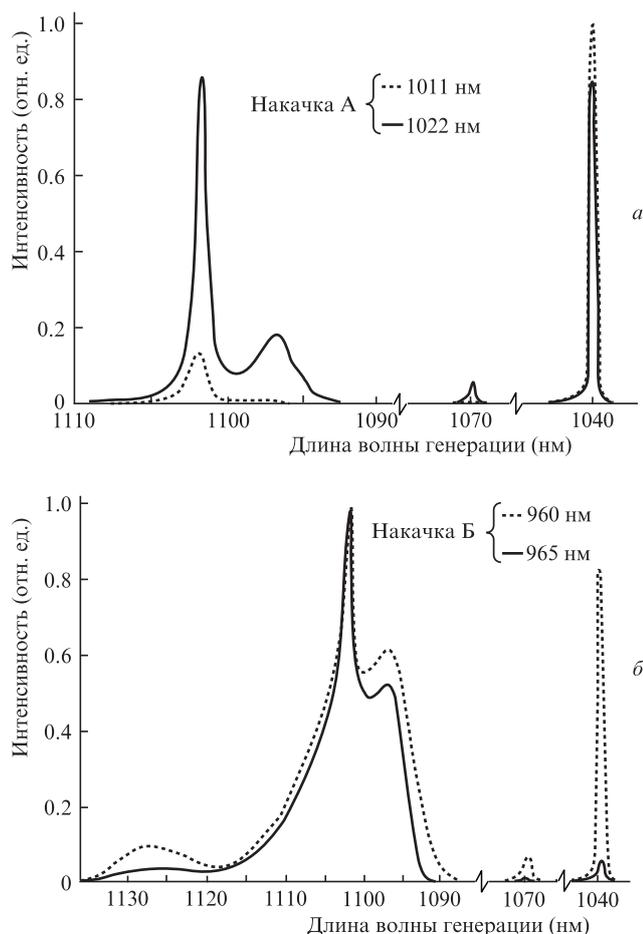


Рис.5. Спектры лазерной генерации в кристалле LiF:F₂⁻ при температуре 77 К и селективной накачке в его первый – накачка А (а) и третий – накачка Б (б) пики поглощения (см. рис.3). Спектры при накачке с длинами волн 1011 и 960 нм показаны пунктирными кривыми, с длинами волн 1022 и 965 нм – сплошными кривыми.

генерация развивается в основном на переходах, соответствующих локальному колебанию, в том числе на бесфононном переходе, и практически отсутствуют переходы, соответствующие взаимодействию с кристаллической решеткой.

На рис.5,а также представлен спектр генерации (сплошная кривая) при малом смещении линии излучения накачки от пика первой линии поглощения ($\lambda = 1011$ нм) до $\lambda = 1022$ нм (см. также рис.3, накачка А), что соответ-

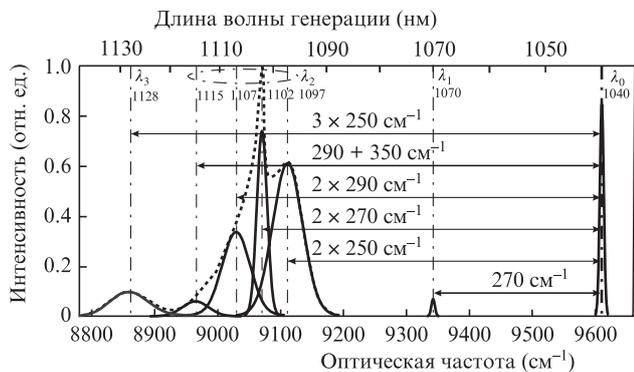


Рис.6. Разложение спектра генерации (рис.5,б, накачка Б 960 нм) на составляющие, определяемые вкладом взаимодействия электронов с различными колебаниями кристалла LiF:F₂⁻.

ствует резонансу однофононного перехода, обусловленного взаимодействием электрона с кристаллической решеткой. Интенсивность накачки при этом практически не изменилась. Однако, как видно из рис.5,а (сплошная кривая), заметно увеличилась интенсивность генерации в области $\lambda_2 \approx 1100$ нм как на длине волны перехода с участием локального колебания (пик при $\lambda_2 = 1102$ нм), так и на длине волны перехода с участием решеточного колебания (пик при $\lambda_2 = 1097$ нм); кроме того, появилась слабая генерация на длине волны $\lambda_1 = 1070$ нм, соответствующая переходу с участием локального колебания (см. рис.6), а интенсивность генерации на бесфононном переходе ($\lambda_0 = 1040$ нм) немного уменьшилась.

Таким образом, однофононное возбуждение электронно-колебательного взаимодействия с кристаллической решеткой привело к генерации не только на «решеточных», но и на «локальных» линиях люминесценции, в отличие от возбуждения взаимодействия с локальным колебанием, когда линии генерации были только «локальными». Данный факт требует дальнейших исследований при учете локального колебания F_2^- -центра.

При селективном возбуждении переходов на более высокие энергетические уровни ситуация меняется. Рис.5,б демонстрирует случай возбуждения трехфононного перехода с участием решеточного (965 нм) и локального (960 нм) переходов с увеличением интенсивности накачки примерно в два раза (по сравнению с предыдущим случаем). Повышение интенсивности накачки привело к тому, что возбуждение высокоэнергетического локального перехода (960 нм) обеспечило более интенсивную генерацию во всем спектре лазерного излучения, чем возбуждение высокоэнергетического решеточного перехода (965 нм). Особенно выделяется значительное увеличение интенсивности генерации на бесфононной линии (пунктирная линия на рис.5,б). Такое поведение бесфононной линии при высокоинтенсивном возбуждении переходов на высокоэнергетические уровни также требует дополнительного исследования при учете локального колебания F_2^- -центра. Кроме того, необходимо дополнительно исследовать причины более низкой эффективности генерации на электронно-колебательном переходе (на длине волны 1070 нм) с участием одного фонона, чем на электронно-колебательных переходах с участием двух фононов.

На рис.7 представлены экспериментальные зависимости интегральных интенсивностей отдельных линий генерации LiF:F₂⁻-лазера от энергии импульса накачки (накачка Б, 960 нм). Из рисунка видно, что наименее эффективно развивается генерация на линиях $\lambda_0 \approx 1040$ нм и $\lambda_1 \approx 1070$ нм, несмотря на то что на этих длинах волн пиковые сечения вынужденного излучения наибольшие (см. рис.3). Это связано с большим поглощением излучения на длинах волн генерации. Наиболее эффективной является генерация на линиях $\lambda_2 = 1097$ нм, $\lambda_2 = 1102$ нм и $\lambda_3 = 1128$ нм, для которых поглощение на длине волны генерации отсутствует.

При повышении энергии накачки рост интенсивности выходного излучения прекращается. Это обусловлено переводом значительной части активных частиц в возбужденное состояние при высокоинтенсивной накачке. Однако для двух линий с наибольшими длинами волн ($\lambda_2 = 1102$ нм и $\lambda_3 = 1128$ нм) наблюдается аномальное поведение – выходная интенсивность не насыщается, а начинает возрастать в момент, когда интенсивности всех

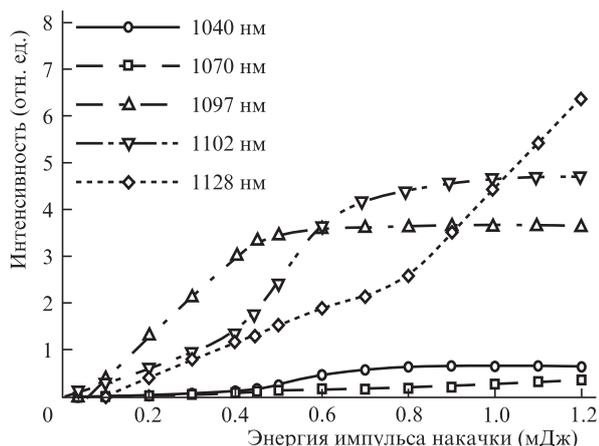


Рис.7. Экспериментальные зависимости интегральных интенсивностей отдельных линий генерации LiF:F_2 -лазера от энергии импульса накачки (накачка Б, 960 нм).

остальных линий генерации испытывают насыщение. Данный факт можно объяснить различной вероятностью двух видов электронно-колебательного взаимодействия – с колебаниями кристаллической решетки и с локальными колебаниями F_2^- -центров.

5. Заключение

Таким образом, в результате исследований спектральных и лазерных свойств кристалла LiF:F_2^- при низких температурах выявлено электронно-колебательное взаимодействие с локальным колебанием F_2^- -центра, происходящее на фоне взаимодействия между электронами F_2^- -центров и фононами кристаллической решетки. Взаимодействие электронов с локальным колебанием проявляется в спектрах наличием узких линий, налагающихся на широкие линии, обусловленные электрон-фононным взаимодействием с кристаллической решеткой. Если при повышении температуры от 10 К до 77 К фактор Дебая–Валлера для взаимодействия электронов с кристаллической решеткой уменьшается в два раза (с 0.13 до 0.068), то для взаимодействия с локальным колебанием он почти не изменяется и составляет около 0.77. Также обнаружено anomalous поведение интенсивностей линий генерации LiF:F_2^- -лазера при температуре 77 К и селективном возбуждении, что может быть объяснено различием вероятностей решеточного и локального взаимодействий. Выявление участия локального колебания F_2^- -центра в генерации LiF:F_2^- -лазера при низких температурах требует

дальнейших исследований и математического моделирования.

Авторы благодарят К.К.Пухова за обсуждение полученных результатов. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-22-00248).

1. Басиев Т.Т., Зверев П.Г., Карпушко Ф.В., Конюшкин В.А., Кулащик С.М., Мирон С.Б., Морозов В.П., Моткин В.С., Папашвили А.Г., Саскевич Н.А., Синицын Г.В., Федоров В.В. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **54**, 1450 (1990).
2. Gellermann W. *J. Phys. Chem. Solids*, **52**, 249 (1991).
3. Basiev T.T., Zverev P.G., Mirov S.B., in *Handbook of laser Technology and applications* (Ed. by C.E.Webb and J.D.C.Jones) (Bristol, Philadelphia: IOP Publishing Ltd, 2004).
4. Басиев Т.Т., Зверев П.Г., Папашвили А.Г., Федоров В.В. *Квантовая электроника*, **24**, 591 (1997).
5. Basiev T.T., Vassiliev S.V., Konjushkin V.A., Gapontsev V.P. *Opt. Lett.*, **31**, 2154 (2006).
6. Басиев Т.Т., Гарнов С.В., Вовченко В.И., Карасик А.Я., Климентов С.М., Конюшкин В.А., Кравцов С.Б., Малютин А.А., Папашвили А.Г., Пивоваров П.А., Чунаев Д.С. *Квантовая электроника*, **36**, 609 (2006).
7. Chunaev D.S., Basiev T.T., Konushkin V.A., Papashvili A.G., Karasik A.Ya. *Laser Phys. Lett.*, **5**, 589 (2008).
8. Мартынович Е.Ф., Григоров В.А. *ФТТ*, **22**, 1543 (1980).
9. Иванов Н.А., Парфианович И.А., Хулугуров В.М., Чепурной В.А. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **46**, 1985 (1982).
10. Basiev T.T., Lucianetti A., Weber R., Hodel W., Weber H.P., Papashvili A.G., Konyushkin V.A. *Appl. Opt.*, **38**, 1777 (1999).
11. Басиев Т.Т., Гарнов С.В., Климентов С.М., Пивоваров П.А., Гаврилов А.В., Сметанин С.Н., Солохин С.А., Федин А.В. *Квантовая электроника*, **37**, 956 (2007).
12. Басиев Т.Т., Сметанин С.Н., Федин А.В., Шурыгин А.С. *Квантовая электроника*, **40**, 704 (2010).
13. Басиев Т.Т., Дорошенко М.Е., Конюшкин В.А., Осико В.В., Иванов Л.И., Симаков С.В. *Квантовая электроника*, **37**, 989 (2007).
14. Fitchen D.B., in *Physics of color centers* (Ed. by W.Beall Fowler) (New York: Acad. Press Inc., 1968).
15. Basiev T.T., Dergachev A.Yu., Mirov S.B., Papashvili A.G., Orlovsky Yu.V., Osiko V.V., Konushkin V.A. *Techn. Digest of Quantum Electronics and Laser Science Conf.*, **13**, 72 (1992); Basiev T.T., Zverev P.G., Mirov S.B., Papashvili A.G., Tsintsadze G.A. *Proc. 5th Intern. Conf. «Tunable Lasers»* (Irkutsk: Irkutsk State Univ., 1989).
16. Марадудин А. *Дефекты и колебательный спектр кристаллов* (М.: Мир, 1968); Maradudin A.A. *Solid State Phys.*, **19**, 1 (1966).
17. Nahum Q.J. *Phys.Rev.*, **158**, 814 (1967).
18. Басиев Т.Т., Карасик А.Я., Конюшкин В.А., Папашвили А.Г., Пухов К.К., Ермаков И.В., Геллерман В. *Квантовая электроника*, **32**, 659 (2002).
19. Dolling G., Smith H.G., Nicklow R.M., Vijayaraghavan P.R., Wilkinson M.K. *Phys. Rev.*, **168** (3), 970 (1968).
20. Farge Y., Fontana M.P. *Solid State Commun.*, **10**, 333 (1972).
21. Осадько И.С. *УФН*, **128**, 31 (1979).
22. Пекар С.И. *ЖЭТФ*, **20**, 510 (1950).
23. Huang K., Rhys A. *Proc. Roy. Soc. A*, **204**, 406 (1950).