

Анализ спектров поглощения и спектральное выжигание провалов в бесфононных линиях F_3^+ - и N_1 -центров окраски в кристаллах LiF

А.В.Федоров, Д.В.Мартышкин, В.В.Федоров

Исследованы температурные зависимости и механизмы уширения бесфононных линий центров окраски F_3^+ (488 нм) и N_1 (523 нм) в кристаллах LiF. Полученные результаты позволили определить константу квадратичного электронно-колебательного взаимодействия для N_1 -центра окраски. Эксперименты по спектральному выжиганию провалов в бесфононных линиях F_3^+ - и N_1 -центров окраски свидетельствуют о положительном заряде N_1 -центра окраски.

Ключевые слова: спектральное выжигание, бесфононные линии, центры окраски.

1. Введение

Спектральное выжигание провалов является одним из важных методов спектроскопии для изучения свойств оптических центров в твердых телах, кроме того, оно применяется для стабилизации одночастотных лазеров и в задачах, связанных с записью оптической информации с большой плотностью. Последнее может оказаться весьма востребованным при создании квантовых компьютеров [1–4]. Несмотря на то что кристаллы LiF с центрами окраски (ЦО) – одни из самых распространенных кристаллов с ЦО, использующихся в квантовой электронике (в том числе в качестве пассивных модуляторов добротности и активных элементов лазеров) [5–7], существует всего несколько работ по исследованию спектрального выжигания провалов в спектрах этих кристаллов. Одной из первых была работа Моернера и др. [8], где впервые описано и проанализировано выжигание спектрального провала в бесфононных линиях (БФЛ) поглощения F_3^- -ЦО в чистых и легированных кристаллах LiF. В [9] впервые продемонстрировано спектральное выжигание провала в спектрах F_2^- -ЦО в кристалле LiF. Спектральный провал в БФЛ поглощения существовал в течение двух недель при хранении образца при комнатной температуре, хотя наблюдать провал можно было только при охлаждении до гелиевых температур. В работе Казумата [10] сообщалось о выжигании провала в БФЛ на длине волны $\lambda = 601$ нм, который в данной работе приписывают F_2 -ЦО. Однако БФЛ на $\lambda = 601$ нм находится сильно в стороне от области перекрытия полос поглощения и люминесценции F_2 -ЦО [11]. Кроме того, БФЛ на $\lambda = 601$ нм наблюдается не для всех облученных кристаллов, в которых присутствует F_2 -ЦО, поэтому она относится скорее к сложному агрегатному комплексу центров. Более точная идентификация этой БФЛ требует дальнейшего исследования.

Идентификация БФЛ F_3^+ -ЦО проведена в работах [12–14], где было показано, что F_3^+ -центр можно рассматривать как два электрона, локализованных в равностороннем треугольнике, вершинами которого являются соседние анионные вакансии в кристаллической решетке LiF. Пространственная симметрия этого центра впервые была изучена Феофиловым [12], а позже Бауманом и др. [13]. Такая система имеет точечную симметрию C_{3v} . Идентификация БФЛ N_1 -ЦО менее однозначна. В работах [15, 16] данная полоса приписывалась F_4 -ЦО, в то время как в [17] предполагалось, что она определяется изомером F_3^* -ЦО. Симметрия данного ЦО изучалась пьезоспектроскопическими методами и с помощью эффекта Штарка в работах [18, 19], где было показано, что N_1 -центр обладает симметрией C_{2h} и представляет собой либо ромб, состоящий из четырех F-центров, либо агрегатное состояние двух F-центров с (112) осью. Скорость ионизации ЦО при возбуждении лазерным излучением сильно зависит от заряда ЦО. Скорость выжигания спектрального провала в БФЛ положительно заряженных ЦО должна быть существенно меньше, чем в БФЛ нейтральных и отрицательно заряженных ЦО. Поэтому сравнение экспериментов по выжиганию провалов в спектрах N_1 -, F_3^+ - и F_3^* -ЦО позволит определить зарядовое состояние N_1 -ЦО.

Целью нашей работы являлось спектроскопическое исследование БФЛ центров окраски F_3^+ (488 нм) и N_1 (523 нм) в кристаллах LiF. Мы исследовали возможности спектрального выжигания провалов в данных линиях под действием резонансного к ним мощного наносекундного лазерного возбуждения при низких температурах. Кроме того, проведен анализ температурного уширения этих БФЛ на основе теории электрон-фононного взаимодействия, разработанной без применения теории возмущения [20, 21].

2. Экспериментальная установка и приготовление образцов

Образцы кристаллов устанавливались в криостат замкнутого цикла (Model CCS 450, Janis Research Co.), позволяющий охлаждать образец вплоть до 14 К. Температура образца измерялась с помощью температурно-

А.В.Федоров. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: tohach@gmail.com
Д.В.Мартышкин, В.В.Федоров. University of Alabama at Birmingham, USA, 1600, University Blvd.

го контроллера (Autotuning Temperature Controller Model 330, Lake Shore) с кремниевым диодом в качестве температурного датчика. Спектр люминесценции и спектр поглощения при низкой температуре измерялись спектрометром ARC-750 (Acton Research), сопряженным с компьютером. Спектральное разрешение спектрометра было 0.5 см^{-1} . Сигналы с оптического детектора (ФЭУ) регистрировались с помощью синхронного усилителя (Lock-in Amplifier Model 7265, EG&G Instruments) при измерении спектров поглощения и интегратора с узкополосным фильтром (SR250 Voxcar Integrator, Standard Research Systems) при измерении спектров лазерных импульсов. В качестве лазерного источника использовался оптический параметрический генератор света (Quanta-Ray MPO-SL, Spectra Physics) со следующими типичными характеристиками: диапазон перестройки сигнальной волны 440–690 нм, диапазон перестройки холостой волны 735–1800 нм. Спектральная ширина линии составляет менее 0.2 см^{-1} при длительности импульса 6 нс и частоте повторения импульсов 10 Гц. Для приготовления образцов с ЦО кристаллы LiF облучались при комнатной температуре ($T = 300 \text{ К}$) γ -излучением с дозой 10^8 рад от источника ^{60}Co . После облучения кристаллы хранились при комнатной температуре более семи лет.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

Экспериментальные зависимости коэффициента поглощения F_3^+ -ЦО от длины волны показаны на рис.1,а. Зависимость ширины БФЛ на $\lambda = 487.5 \text{ нм}$ от температуры приведена на рис.1,б. Из рис.1,а видно, что кроме

БФЛ на $\lambda = 487.5 \text{ нм}$ виден однофононный переход на $\lambda = 482.6 \text{ нм}$, что соответствует эффективной частоте фононных колебаний $\nu = 203 \text{ см}^{-1}$. В пределах экспериментальной ошибки изменение положения БФЛ при изменении температуры не было обнаружено. Ширина БФЛ на полувысоте $\Delta\nu$ при низких температурах равнялась 15 см^{-1} . Заметные изменения ширины линии наблюдались при температурах $T > 30 \text{ К}$. Спектральная ширина на полувысоте $\Delta\nu_{1/2}$ однофононного пика на $\lambda = 482.6 \text{ нм}$ при $T = 14 \text{ К}$ составляла 43 см^{-1} .

Аналогичные измерения были проведены для N_1 -центра с БФЛ на $\lambda = 523.4 \text{ нм}$ (рис.2). Эффективная фононная частота ν для этого центра, определенная из спектра поглощения при $T = 16 \text{ К}$, равнялась 209 см^{-1} . Для БФЛ на $\lambda = 523.4 \text{ нм}$ было обнаружено смещение ее максимума. Из рис.2,а видно, что максимум поглощения в БФЛ сдвигается при повышении температуры в сторону больших длин волн. Для того чтобы убедиться в том, что сдвиг БФЛ не связан с систематической ошибкой спектрометра, было проведено несколько последовательных измерений спектра пропускания кристалла. Сначала измерения проводились при низкой температуре $T = 16 \text{ К}$, потом кристалл был нагрет до $T = 100 \text{ К}$ и затем вновь охлажден до $T = 16 \text{ К}$. Начальный и конечный спектры полностью совпадали. Из рис.2,б видно, что ширина БФЛ N_1 -ЦО при низких температурах равняется 11 см^{-1} и растет с увеличением температуры до $\sim 70 \text{ К}$, в отличие от ширины БФЛ F_3^+ -ЦО ($\sim 45 \text{ К}$). Спектральная ширина на полувысоте однофононного пика на $\lambda = 517.7 \text{ нм}$ при $T = 14 \text{ К}$ составляет $\sim 55 \text{ см}^{-1}$.

Для анализа температурной зависимости поведения БФЛ мы использовали динамическую теорию, учитывая

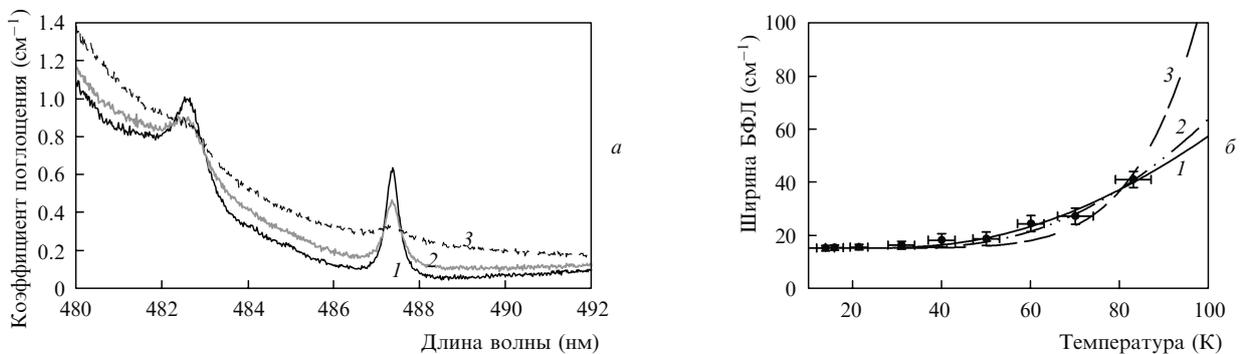


Рис.1. Экспериментальные спектры поглощения при $T = 16$ (1), 50 (2) и 83 К (3) (а), а также расчетные (кривые) и экспериментальная (точки) температурные зависимости ширины БФЛ на $\lambda = 487.5 \text{ нм}$ с учетом взаимодействия ЦО с локальным колебанием (1), с локальным колебанием при фиксированной частоте (2) и с акустическими колебаниями (3) (б).

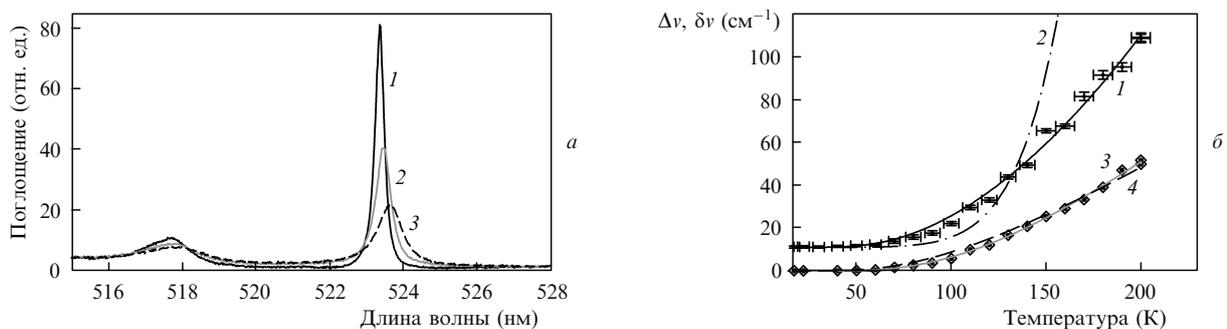


Рис.2. Экспериментальные спектры поглощения при $T = 17$ (1), 90 (2) и 110 К (3) (а), а также расчетные (кривые) и экспериментальная (точки) температурные зависимости ширины $\Delta\nu$ (1, 2) и сдвига $\delta\nu$ (3, 4) максимума БФЛ на $\lambda = 523.4 \text{ нм}$ с учетом взаимодействия ЦО с квазилокальным колебанием (1), с акустическими колебаниями (2), при фиксированной фононной частоте (3) и свободных параметрах ν_0 и W (4) (б).

ющую квадратичное электрон-фононное взаимодействие. Данная теория была развита в работах [20, 21] без применения теории возмущения. В случае, когда указанное взаимодействие связано с акустическими колебаниями решетки, температурный сдвиг $\delta\nu$ и ширина $\Delta\nu$ БФЛ определяются уравнениями [19]

$$\delta\nu = \nu_D \frac{3}{2} \left(\frac{W}{1+W} \right) \left(\frac{T}{T_D} \right)^4 \int_0^{T_D/T} dx \frac{x^3}{e^x - 1}, \quad (1)$$

$$\Delta\nu = \nu_D \frac{9\pi}{2} \left(\frac{W}{1+W} \right) \left(\frac{T}{T_D} \right)^7 \int_0^{T_D/T} dx \frac{x^6 e^x}{e^x - 1}, \quad (2)$$

где T_D и ν_D – температура и частота Дебая ($h\nu_D = k_B T_D$); W – безразмерная константа квадратичного взаимодействия. Температура Дебая в кристалле LiF равна ~ 730 К [22]. В случае низких температур ($T \ll T_D$) выражения (1) и (2) переходят в соотношения $\delta\nu \sim (T/T_D)^4$ и $\Delta\nu \sim (T/T_D)^7$.

В другом случае квадратичное электрон-фононное взаимодействие обусловлено локальным оптическим фононом, и соответствующие выражения для температурного сдвига и уширения БФЛ будут иметь вид [23]

$$\delta\nu = \pi W \nu_0 n(\nu_0, T), \quad (3)$$

$$\Delta\nu = \frac{\pi}{2} W^2 \nu_0^2 \tau n(\nu_0, T) [n(\nu_0, T) + 1], \quad (4)$$

где ν_0 – частота локальной моды; τ – время жизни фононного состояния; $n(\nu_0, T) = \{\exp[h\nu_0/(k_B T)] - 1\}^{-1}$ – фактор Бозе. В настоящей работе температурные зависимости спектров БФЛ F_3^+ - и N_1 -ЦО анализировались с использованием обоих приближений. Для описания температурной зависимости экспериментальных результатов учитывалось неоднородное уширение БФЛ ($\Delta\nu_{inh}$), полученное по измерениям спектров при $T = 14$ К.

Исходя из метода наименьших квадратов зависимость спектральной ширины БФЛ на $\lambda = 487.5$ нм в пределах температурного диапазона 14–84 К наилучшим образом описывается взаимодействием ЦО с локальным колебанием с параметрами $\nu_0 = 150$ см^{-1} и $\frac{1}{2}\pi W^2 \nu_0^2 \tau = 282$ см^{-1} (рис.1,б, кривая 1). Видно, что полученная частота квазилокального колебания несколько меньше частоты, определенной из спектра поглощения ($\nu_0 = 203$ см^{-1}). Однако кривая с фиксированной эффективной частотой $\nu = 203$ см^{-1} также описывает в пределах экспериментальной ошибки температурное уширение БФЛ на $\lambda = 487.5$ нм с константой $\frac{1}{2}\pi W^2 \nu_0^2 \tau = 810$ см^{-1} (рис.1,б,

кривая 2). Расчет, выполненный на основе теории, учитывающей взаимодействие ЦО с акустическими колебаниями решетки, дает значительные расхождения с экспериментом (рис.1,б, кривая 3).

Температурная зависимость ширины БФЛ на $\lambda = 523$ нм представлена на рис.2,б. Попытка описать экспериментально полученные ширины БФЛ в соответствии с теорией, учитывающей взаимодействие ЦО с акустическими колебаниями решетки, не дает хороших результатов (рис.2,б, кривая 2); в то же время уширение БФЛ вследствие взаимодействия ЦО с квазилокальным колебанием хорошо соответствует экспериментальной зависимости. Кривая 1 на рис.2,б построена согласно уравнению (4) со следующими параметрами: частота квазилокального колебания $\nu_0 = 209$ см^{-1} , коэффициент $\frac{1}{2}\pi W^2 \nu_0^2 \tau = 270$ см^{-1} .

Для дальнейшего анализа удобно ввести безразмерную константу $W^2 \nu_0 \tau$. Эта константа определяет наклон температурной зависимости и поэтому в первом приближении оказывается одинаковой при аппроксимации экспериментальных точек уравнением (4) с различными частотами квазилокального колебания. В нашем случае $W^2 \nu_0 \tau = 0.82$. Как уже отмечалось выше, в экспериментах наблюдалось изменение положения максимума БФЛ при изменении температуры. Проведенные измерения позволяют непосредственно получить константу квадратичного изменения (в то время как в уравнение для температурного уширения кроме нее входит еще и время жизни квазилокального колебания).

Анализ температурной зависимости сдвига БФЛ проведен в двух предположениях. В первом предположении частота локального фонона и коэффициент нелинейного взаимодействия рассматривались как свободные параметры. В этом случае метод наименьших квадратов дает следующие результаты: $\nu_0 = 268$ см^{-1} , $W = 0.36$ (рис.2,б, кривая 4). В приближении, в котором фононная частота ν_0 задавалась равной 209 см^{-1} , константа взаимодействия $W = 0.26$ (рис.2,б, кривая 3). Значение константы связи позволяет оценить произведение $\nu_0 \tau$, которое оказалось равным $\sim 6 - 12$ (для $W \approx 0.26 - 0.36$).

В дальнейших экспериментах изучались спектры поглощения БФЛ в зависимости от времени лазерного облучения. Для спектрального выжигания использовалось излучение оптического параметрического генератора со средней мощностью 1–10 мВт и частотой повторения импульсов (10 Гц), которое фокусировалось в пятно диаметром 1.5 мм на образце при температуре 14 К. На рис.3 показаны зависимости оптической плотности кри-

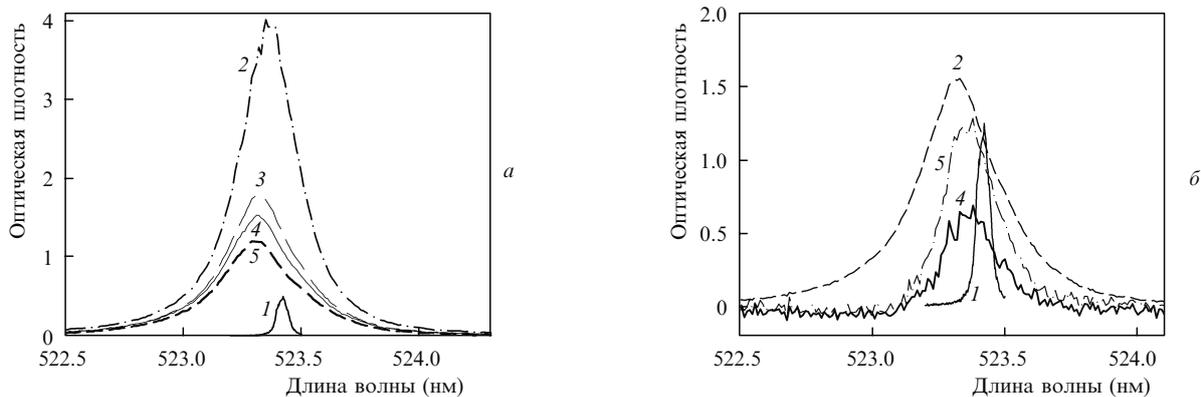


Рис.3. Спектральное выжигание провала в БФЛ на $\lambda = 523.4$ нм: спектр лазерного излучения (1), спектр поглощения до облучения (2), а также спектры поглощения (а) и спектральные провалы (б) через 25 (3), 70 (4) и 180 с (5) после облучения.

сталла от длины волны, полученные при облучении лазерным излучением вблизи полосы N_1 -ЦО. В течение первых 25 секунд облучения происходило значительное изменение оптической плотности БФЛ (в 2.3 раза). Затем скорость этого изменения сильно уменьшалась, и за последующие 165 с оптическая плотность изменилась с 1.78 до 1.17. Изменение спектра поглощения сопровождалось как неселективным изменением поглощения на всей ширине БФЛ, так и дополнительным селективным изменением поглощения вблизи длины волны лазерного излучения. Для сравнения на рис.3 приведен спектр лазерного излучения, измеренный на том же спектрометре (кривая 1). Видно, что линия лазерного излучения хорошо перекрывается с БФЛ ЦО и незначительно сдвинута в длинноволновую область относительно максимума поглощения. Изменения в спектре поглощения на длинноволновом крыле БФЛ (в области ее перекрытия с линией лазерного излучения) существенно больше, чем на коротковолновом крыле поглощения. Это свидетельствует о селективном изменении спектра поглощения БФЛ под действием лазерного излучения. Однако селективное изменение контура линии накладывается на неселективное уменьшение поглощения, поэтому спектральный провал слабо выражен.

Для определения селективной по длине волны составляющей спектра поглощения БФЛ можно воспользоваться методом, предложенным в работе [24]. Метод основан на определении форм отдельных составляющих спектрального контура, если в нескольких измеренных спектрах индивидуальные полосы присутствуют в различных комбинациях. Рассмотрим случай, когда спектры поглощения $K_1(\lambda)$ и $K_2(\lambda)$ состоят из двух полос $g_{inh}(\lambda)$ и $g_{hole}(\lambda)$, дающих вклады с произвольными коэффициентами $\alpha_{1,2}$ и $\beta_{1,2}$: $K_1(\lambda) = \alpha_1 g_{inh}(\lambda) + \beta_1 g_{hole}(\lambda)$ и $K_2(\lambda) = \alpha_2 g_{inh}(\lambda) + \beta_2 g_{hole}(\lambda)$. В нашем случае первая полоса является общим контуром поглощения БФЛ, а полоса $g_{hole}(\lambda)$ определяет селективную составляющую изменения спектра. Значения $\beta_{1,2}$, например, могут быть отрицательными, что означает вычитание контура $g_{hole}(\lambda)$ из спектра, образованного полосой $g_{inh}(\lambda)$. Для определения формы спектрального провала необходимо решить систему линейных уравнений.

Если известно, что на какой-то длине волны один из контуров равен нулю, например $g_{hole}(\lambda_0) = 0$, тогда $K_1(\lambda_0) \times K_2^{-1}(\lambda_0) = \alpha_1/\alpha_2$ и форма одной из полос может быть найдена с помощью соотношения

$$K_1(\lambda) - K_2(\lambda) \frac{K_1(\lambda_0)}{K_2(\lambda_0)} = \left(\beta_1 - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \beta_2 \right) g_{hole}. \quad (5)$$

Получающийся контур соответствует форме отдельной спектральной линии (в данном случае спектральному провалу). Для нормировки экспериментальных кривых была выбрана длина волны $\lambda_0 = 523.1$ нм, расположенная у коротковолнового края полосы поглощения БФЛ и относительно далеко отстоящая от длины волны линии лазерного возбуждения. Отодвигать линии еще дальше от максимума поглощения не выгодно, поскольку экспериментальные ошибки и шум измерения начинают играть существенную роль. Форма спектрального провала экспериментальных кривых показана на рис.3,б (для сравнения там же приведен спектр лазерного излучения и спектр БФЛ N_1 -ЦО). Видно, что амплитуда спектрального провала возрастает с увеличением времени облуче-

ния, а ширина спектра не меняется. В эксперименте ширина $\Delta\lambda_{hole} = 0.24$ нм для селективного спектрального провала при полной ширине БФЛ $\Delta\lambda_{inh} = 0.33$ нм. Ширина селективной составляющей спектрального изменения полосы поглощения оказалась в 1.5 раза меньше ширины неоднородного контура (и, в свою очередь, в четыре раза больше ширины измеренной лазерной линии).

Одним из объяснений такого широкого спектрального провала может быть наличие тонкого расщепления энергетических уровней N_1 -ЦО внутри неоднородного контура. Неселективное изменение оптической плотности всей БФЛ происходило с большей скоростью, чем селективное выжигание провалов, что препятствовало созданию глубокого спектрального провала. Такое поведение не типично для нейтральных и отрицательно заряженных ЦО, в которых ионизация под действием селективного лазерного излучения – основной механизм селективного разрушения ЦО. Скорость ионизации в положительно заряженных ЦО существенно меньше, поэтому слабое селективное изменение БФЛ свидетельствует о положительном заряде данного ЦО. При этом основным механизмом неселективного разрушения (особенно на начальном этапе) является захват электрона, образовавшегося в результате ионизации других ЦО (F_2 , F_3^- , F_2^-). Из сказанного выше следует, что однородное и неоднородное уширения совпадают по порядку величины. В результате максимум спектрального выжигания провала (рис.3,б) сдвинут относительно лазерной линии в сторону области максимального поглощения.

В дальнейших экспериментах исследовалась изменение БФЛ F_3^+ -ЦО на $\lambda = 488$ нм при селективном возбуждении и $T = 14$ К. Начальные спектры БФЛ характеризовались оптической плотностью $OD = 0.55$ и полной спектральной шириной на полувысоте $\Delta\lambda_{inh} = 0.35$ нм. На рис.4 приведены экспериментальные кривые 1–4, полученные до и после облучения кристалла на $\lambda = 487.36$ нм. Видны как селективное, так и неселективное изменения спектра пропускания. Для выделения селективной составляющей изменения спектра была проведена процедура, аналогичная описанной в предыдущем эксперименте, с нормировкой на $\lambda = 487.6$ нм. После этой нормировки спектры вычитались (кривая 5). Ширина селективного провала $\Delta\lambda_{hole}$ в данном эксперименте равнялась 0.17 нм, что примерно вдвое больше измеренной ширины лазер-

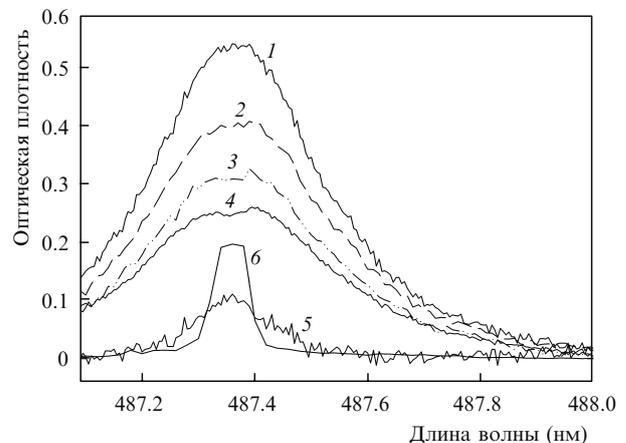


Рис.4. Спектры поглощения БФЛ на $\lambda = 487.36$ нм: начальный (1) и через 3 (2), 16 (3) и 26 мин (4) после облучения, а также спектральный провал через 26 мин после облучения (5) и спектр лазерного излучения (6).

ной линии, однако глубина провала оставалась незначительной и соответствовала $OD = 0.06$, что примерно в 5 раз меньше, чем неселективное изменение амплитуды БФЛ, и в 14 раз меньше начальной оптической плотности БФЛ.

Сравнив результаты по селективному выжиганию провалов в БФЛ F_3^+ - и N_1 -ЦО, отметим, что в обоих ЦО сильное неселективное разрушение центров происходит значительно быстрее, чем возникает заметный спектральный провал. Это свидетельствует о том, что основной процесс разрушения этих ЦО не связан с селективным поглощением излучения. Основным процессом, на наш взгляд, является захват электронов, возникающих при ионизации центров других типов. Данный процесс объясняет неселективное уменьшение концентрации обоих ЦО, преобладающее над селективным выжиганием провалов. Отсутствие глубоких селективных провалов в спектрах F_3^+ - и N_1 -ЦО (в отличие от провалов в спектрах F_2^- - и F_3^- -ЦО) говорит о том, что N_1 -ЦО является положительно заряженным и, по всей видимости, представляет собой изомер $(F_3^+)^*$ -ЦО либо F_4^+ -ЦО.

4. Заключение

В настоящей работе исследовались БФЛ поглощения F_3^+ - и N_1 -ЦО в кристаллах LiF методами классической и селективной лазерной спектроскопии. Неоднородное уширение линий составляло 15 и 11 см^{-1} для F_3^+ - и N_1 -ЦО. Однородное уширение БФЛ преобладало при температурах свыше 40 и 70 К для F_3^+ - и N_1 -ЦО соответственно. В пределах экспериментальной ошибки температурное уширение БФЛ можно описать взаимодействием ЦО с оптическим фоном с частотой, найденной из спектров поглощения. Сравнение температурного уширения и смещения БФЛ N_1 -ЦО позволило определить константу квадратичного электронно-колебательного взаимодействия. Ширины спектральных провалов, полученных в БФЛ при воздействии лазерным излучением и $T = 15$ К, равнялись 0.16 и 0.24 нм для F_3^+ - и N_1 -ЦО соответственно. Преобладающий неселективный механизм умень-

шения амплитуды БФЛ N_1 -ЦО свидетельствует о том, что данный ЦО является положительно заряженным.

Автор выражает благодарность С.Б.Мирову за возможность проведения эксперимента и Т.Т.Басиеву за внимание к работе.

1. Moerner W.E., in *Current Physics* (Berlin: Springer, 1988, vol. 44).
2. Kaplyanskii A.A., Macfarlane R.M., in *Spectroscopy of Solids Containing Rare Earth Ions* (Amsterdam: Elsevier, 1987).
3. Sild O., Haller K., in *Zero-phonon Line and Spectral Hole Burning in Spectroscopy and Photochemistry* (Berlin-Heidelberg: Springer, 1988)
4. Rebane K.K. *J. Luminesc.*, **100**, 219 (2002).
5. Basiev T.T., Mirov S.B., in *Room Temperature Tunable Color Center Lasers* (Chur, Switzerland: Harwood Acad. Publ. GmbH, 1994).
6. Jenkins N.W., Mirov S.B., Fedorov V.V. *J. Luminesc.*, **91**, 147 (2000).
7. Basiev T.T., Papashvilli A.G., Fedorov V.V., Vassiliev S.V., Gellermann W. *Laser Phys.*, **14**, 23 (2004).
8. Moerner W.E., Pokrowsky P., Schellenberg F.M., Bjorklund G.C. *Phys. Rev. B*, **33**, 5702 (1986).
9. Fedorov V.V., Mirov S.B., Ashenafi M., Xie L. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 2318 (2001).
10. Kazumata Y. *Phys. Stat. Sol.*, **17**, 131 (1966).
11. Basiev T.T., Mirov S.B., Osiko V.V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 1052 (1988).
12. Feofilov P.P. *The Physical Basis of Polarized Emission* (New York: Consultants Bureau, 1961).
13. Bauman G., von der Osten W., Waidelich W. *Z. Angew. Phys.*, **22**, 246 (1967).
14. Johansson G., von der Osten W., Piehl R., Waidelich W. *Phys. Stat. Sol.*, **34**, 699 (1969).
15. Nahum J. *Phys. Rev.*, **158**, 814 (1967).
16. Blieden G.S., Comins J.D., Derry T.E. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **80**, 1215 (1993).
17. Tsuboi T., Ter-Mikirtychev V.V. *Opt. Commun.*, **116**, 389 (1995).
18. Fitchen D.B., in *Physics of Colour Centers* (New York: Acad. Press, 1968, p. 293).
19. Kaplyanskii A.A., Medvedev V.N., Skvortsov A.P. *Surface Sci.*, **37**, 650 (1973).
20. Osad'ko I.S., in *Spectroscopy and Excitation Dynamics of Condensed Molecular Systems* (Amsterdam: North-Holland, 1983).
21. Hsu D., Skinner J.L. *J. Chem. Phys.*, **88**, 679 (1987).
22. Bickham S.R., Sievers A.J. *Phys. Rev. B*, **43**, 2339 (1991).
23. Hsu D., Skinner J.L. *J. Chem. Phys.*, **81**, 5471 (1984).
24. Фок М.В. *Труды ФИАН*, **59**, 3 (1972).