

07

Природа потерь в микролазерах с низким порогом генерации на основе кристалла $\text{LiF}(\text{F}_2, \text{F}_3^+)$ в области накачки

© Л.И. Щепина, С.С. Колесников, Е.В. Романовская

Научно-исследовательский институт прикладной физики
Иркутского государственного университета
E-mail: schepina@api.isu.runnet.ru

Поступило в Редакцию 30 июня 2003 г.

Впервые проведены исследования потерь методами оптической спектроскопии и рентгеноструктурного анализа в кристаллах $\text{Li}(\text{F}_2, \text{F}_3^+)$. Высказано предположение относительно природы 420 нм-центра как квазиметаллического дефекта (F_2F_L).

В последнее время пленки на основе LiF , окрашенные электронами низких энергий, нашли новое применение [1] в качестве рабочего тела в приборах с вертикальными резонаторами (направленные светоизлучающие диоды и низкороговые микролазеры). Накачка в таких структурах осуществляется на $\lambda = 458$ нм от аргонового лазера, поэтому важно знать природу дефектов, поглощающих в данной области спектра. После оптического воздействия (обесцвечивание интегральным светом ксеноновых ламп) в спектрах поглощения γ -облученных кристаллов LiF-Me , O , OH наводится максимальная концентрация дефектов с полосой поглощения $\lambda_m = 420$ нм при комнатной температуре. Задача настоящей работы заключается в исследовании природы и механизма образования наведенных дефектов (далее 420 нм-центры).

Впервые полоса поглощения в области 415 нм наблюдалась при низких температурах в облученных нейтронами кристаллах LiF [2] и была интерпретирована как F_2 -центр, модифицированный дефектом кристаллической решетки. Этой же точки зрения придерживаются авторы работы [3], утверждающие, что наблюдаемая ими полоса поглощения с $\lambda_m = 420$ нм в облученных электронами кристаллах LiF-OH и отожженных при $T = 573$ К обусловлена F_2 -центром, модифицированным примесью кислорода. Исследуемые нами дефекты не излучают,

следовательно они не могут принадлежать к F_2 -центрам. Исключается и коллоидальная природа центров 420 nm [4], так как наблюдается изменение спектрального распределения в полосе поглощения при $T = 78$ К.

Методами оптической спектроскопии рентгеноструктурного анализа определялись оптимальные условия образования 420 nm-центров, исследовались фото- и термопреобразования радиационных дефектов, оценивались электронная плотность в узлах решетки ($\rho(x, o, o)$) и уширения дифракционных рентгеновских рефлексов. Исследовались γ -облученные ($D = 6 \cdot 10^7 - 4 \cdot 10^8$ R) образцы, выращенные методом Киропулоса. Кристаллы подвергались оптическому воздействию интегральным светом ксеноновых ламп в квантроне лазера „Квант-17“ (1 MW) для наведения центров с максимумом поглощения при 420 nm. Селективное оптическое обесцвечивание осуществлялось четвертой гармоникой ИАГ-Nd лазера ($\lambda = 266$ nm; $\nu = 12.5$ Hz, $\tau = 10$ ns, $n = 10^4$ имп., $P = 0.03$ W) при низкой температуре (78 К). Рентгеноструктурный анализ проводился методом порошка. Дифракционные спектры измерялись на дифрактометре ДРОН-3М с излучением $\text{CuK}_{\alpha 1,2}$. Были получены следующие экспериментальные результаты.

1. На рис. 1 представлен спектр поглощения, измеренный при 78 К. Наблюдаются пики при 413.0 и 420.12 nm (кривая 2). Оценивалось положение бесфонной линии (БФЛ) для полосы поглощения с $\lambda_m = 420$ nm по формуле: $\nu_{00} = \nu_m^{\text{погл}} - (\Delta\nu_{\text{погл}})^2 / 16 \ln 2KT$, где $\Delta\nu_{\text{погл}}$ — полуширина полосы поглощения, $\nu_m^{\text{погл}}$ — максимум полосы поглощения. Рассчитанное значение БФЛ (420.12 nm) совпадает с экспериментальным. Наблюдается аналогичное поведение пика 413.0 nm и БФЛ 420.12 nm при изохронном отжиге ($T = 573$ К). Это может свидетельствовать о принадлежности сигналов одному дефекту. Какого-то перераспределения интенсивностей этих пиков при различных преобразованиях центров не наблюдалось. Изменялась зависимость эффективности образования исследуемых дефектов от дозы γ -облучения. Линейный характер накопления центров 420 nm от дозы γ -облучения ($6 \cdot 10^7 - 4 \cdot 10^8$ R) свидетельствует о собственной природе дефектов кристаллической решетки (так как примесные дефекты насыщаются уже на первой стадии облучения, при дозе 10^7 R). Этот вывод подтверждается и независимостью присутствия полосы поглощения 420 nm от примесного состава образца (БФЛ 420.12 nm была зарегистрирована в образце вакуумной плавки при $D = 4.2 \cdot 10^8$ R).

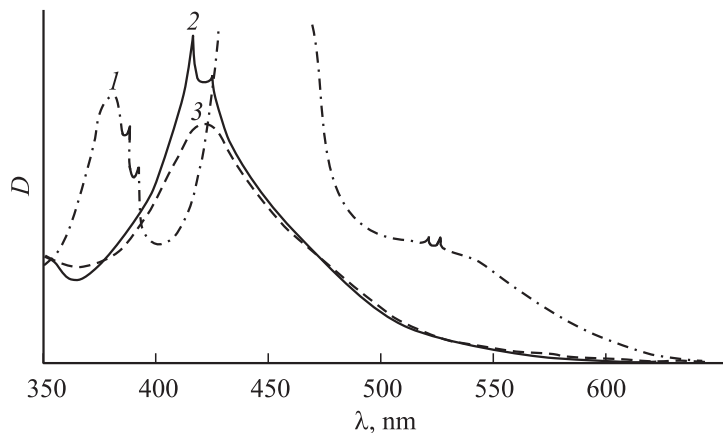


Рис. 1. Спектры поглощения γ -облученного ($D = 2 \cdot 10^8$ R) кристалла LiF-Me, O, OH (1); после оптического обесцвечивания интегральным светом ксеноновых ламп $n = 3000$ имп. $T_{\text{изм.}} = 78$ К (2); $-T_{\text{изм.}} = 300$ К (3).

2. По кривым изохронного отжига установлена оптимальная температура образования исследуемых дефектов (~ 573 К), а также показано, что центры 420 nm наводятся в результате отжига γ -облученных кристаллов. Необходимо отметить, что эффективность образования этих центров выше в оптически обесцвеченных образцах.

3. Зарядовое состояние центров 420 nm определялось оптическим обесцвечиванием в F -полосу при $T = 78$ К 4-й гармоникой ИАГ-Nd лазера. Был приготовлен образец с наведенными 420 nm-центрами (γ -облучен $D \sim 1 \cdot 10^8$ R, оптически обесцвечен интегральным светом ксеноновых ламп $n = 5700$ имп). Толщина образца была порядка 1 mm. Концентрация F -центров до оптического обесцвечивания была $1.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. После воздействия $2.3 \cdot 10^4$ импульсов света наносекундной длительности концентрация разрушенных F -центров достигла $\sim 1.72 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. В исследуемой области спектра никаких изменений не происходит. Следовательно, рассматриваемые дефекты имеют нейтральный заряд и не взаимодействуют с электронами F -центров. Этим объясняется их высокая оптическая устойчивость. Наведенные дефекты не разрушаются под действием света из области 420 nm.

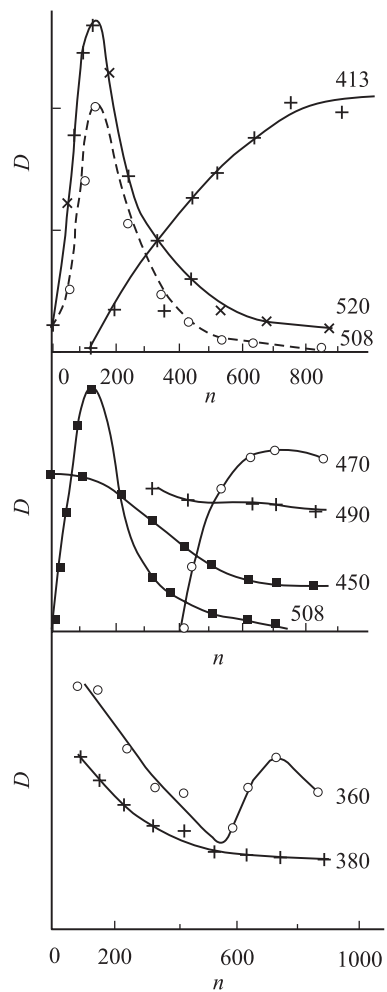


Рис. 2. Изменение оптической плотности в максимумах полос поглощения LiF-Me, O, OH ($D = 8 \cdot 10^7 R$) от количества импульсов интегрального света ксеноновой лампы. Номера кривых соответствуют максимумам полос поглощения: 413.0 nm (БФЛ исследуемых дефектов); 520.0 (БФЛ 508 nm-центров); 508 nm ($F_L V_a^+ V_a^+ + V_c^-$); 470 и 490 nm (возможно, коллоиды лития); 450 nm (F_2 , F_3^+); 360 nm (V_k и коллоиды лития); 380 nm (F_3^- и $F_L F$ -центры).

Фотопреобразование радиационных дефектов было зарегистрировано на стадии создания центров 420 nm под действием интегрального света ксеноновых ламп. Обнаружено преобразование дефектов с БФЛ 520.0 nm и $\lambda_m = 508$ nm в центры с БФЛ 413.0 nm (рис. 2). Учитывая аналогичное поведение полосы 508 nm и БФЛ 520.0 nm при оптическом воздействии, высказано предположение, что БФЛ 520.0 nm принадлежит центрам 508 nm. Что нам известно о центрах 508 nm? Они образуются при разрушении F_3^+ ЦО. В работе [5] нами было показано, что под действием света и температуры в результате смещения электронной плотности F_3^+ ЦО в возбужденном состоянии на ближайший катион лития образуется атом лития, который размещается в F-центре (F_L) исходного дефекта: $F_3^+ + Li^+ + hv \rightarrow (F_3^+)^* + Li^+ \rightarrow FV_a^+V_a^+ + Li^0 \rightarrow F_LV_a^+V_a^+ + V_c^-$. При температуре 573 K катионная вакансия становится свободной. Этот процесс наблюдается на первой стадии оптического обесцвечивания, начиная с $n = 150$ импульсов ($D = 8 \cdot 10^7$ R) происходит преобразование 508 nm центров в центры 420 nm. Известен высокотемпературный пик ТСЛ (~ 573 K) в кристаллах LiF [6]. Учитывая эффективную температуру образования исследуемых дефектов и освобождение электронов из ловушек при этой температуре, можно предположить, что имеет место локализация электронов на анионных вакансиях 508 nm-центра с рождением нового дефекта F_LF_2 . Размещение атома лития в F-центре должно привести к локальным напряжениям в кристаллической решетке. Это в свою очередь вызовет уширение дифракционных рентгеновских рефлексов и уменьшение параметра решетки, что и наблюдается в эксперименте. Необходимо отметить, что увеличение внутренних напряжений может быть обусловлено и температурным воздействием. В этом случае величина электронной плотности в узлах решетки должна уменьшиться (чем больше средний квадрат полного смещения атома из положения равновесия, тем больше будут ослабляться линии интерференции, а значит при Фурье-синтезе мы получим меньшие значения $\rho(x, y, z)$). Однако анализ электронной плотности показал, что ее величина возрастает в узлах как Li, так и фтора. Таким образом, увеличение внутренних напряжений кристаллической решетки вызвано рождением нового дефекта.

Работа выполнена при поддержке Программы „Университеты России“ (грант УР.01.01.075).

Список литературы

- [1] *Somma F., Belarouch A., Cathelinaud M.* et al. // *Rad. Eff. and Def. in Solids.* 2001. V. 156. N 1–4. P. 151.
- [2] *Kamikawa T., Kazumoto Y., Ozawa K.* // *Phys. Stat. Sol. (b).* 1966. V. 114. N 2. P. 435.
- [3] *Журавлев К.С., Коляго С.С., Ли А.И.* и др. Люминесценция и сопутствующие явления. Иркутск: Изд-во ИГУ, 2001. С. 109.
- [4] *Montecchi M., Nichelatti E., Mancini A.* // *J. Appl. Phys.* 1999. V. 86. N 7. P. 3745.
- [5] *Щепина Л.И., Колесников С.С.* и др. // *Опт. и спектр.* 2001. Т. 90. № 4. С. 622.
- [6] *Necmeddin Yazucu, Zihni Ozturk* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2001. V. 34. P. 1592–1596.