

из материала с  $\epsilon \gg 1$  действует как управляемая СВЧ полем четвертьволновая акустическая пластинка. Вдали от резонанса ( $q \neq k_0$ ) на основе сред с искусственной акустической активностью могут быть созданы управляемые вращатели плоскости поляризации. В отличие от кристаллов с ЕАА угол поворота, как видно из рис. 1, достигает заметной величины уже при сравнительно низких частотах ультразвука (порядка 10—100 МГц).

В заключение заметим, что эффекты вынужденной акустической активности и кругового дихроизма будут наблюдаться при использовании СВЧ полей вплоть до частот  $\omega \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$ , пока диэлектрическая проницаемость материала сохраняет аномально большие значения.

### Литература

- [1] А. Д. Вужва, В. Е. Лямов. Кристаллография, 22, 131 (1977).
- [2] М. Ф. Брыжгина, С. Х. Есаян. ФТТ, 20, 2628 (1978).
- [3] В. Н. Белый, А. Г. Хаткевич. Кристаллография, 23, 831 (1978).
- [4] С. Joffrin. J. Phys. Lett., 41, 391 (1980).
- [5] В. А. Беляков, В. Е. Дмитриенко, В. П. Орлов. УФН, 127, 221 (1979).
- [6] М. Ш. Ерухимов, В. В. Тюрнев, Н. М. Саланский. ФТТ, 17, 2233 (1975).
- [7] С. И. Шекар, А. А. Демиденко, А. П. Здебский и др. ДАН СССР, 230, 1089 (1976).

Институт физики АН БССР  
Минск

Поступило в Редакцию  
14 июля 1982 г.

## РАДИАЦИОННОЕ ОКРАШИВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ $\text{LiYF}_4$

Г. А. Товшунский, П. К. Хабибуллаев, О. Т. Халиков, К. В. Сейранян

Ранее нами получены данные об основных спектрально-люминесцентных характеристиках радиационно-стимулированного свечения  $\text{TR}^{3+}$  в основы  $\text{LiYF}_4$  (YLF) [1] и показано образование центров окраски (ЦО), в том числе  $\text{Yb}^{2+}$  [2]. В [3] описаны  $V_k$ -центры. В данной работе идентифицирован знак ЦО, рассмотрены возможности и закономерности перехода в  $\text{TR}^{2+}$  для целого ряда р. з. ионов, а также зависимость этого процесса и образования собственных ЦО от концентрации  $\text{TR}$ -примеси, наличия соактиваторов, температуры облучения.

Объектами исследования являлись номинально чистые<sup>1</sup> и активированные YLF—TR (TR—Er, Ho, Tm, Yb;  $C_{\text{акт}}=1-50\%$ ), а также высококонцентрированные образцы  $\text{LiErF}_4$ ,  $\text{LiHoF}_4$ ,  $\text{LiTmF}_4$ ,  $\text{LiYbF}_4$ —TR (TR—Ho, Tm,  $C_{\text{акт}}=1-5\%$ ), выращенные методом Чохральского и Бриджмена—Стокбаргера.

Нами получено, что для номинально чистых и слаболегированных ( $C_{\text{акт}} \sim 1 \text{ м\%}$ ) YLF—TR (TR—Er, Ho, Tm) характерно образование в результате  $\gamma$ -облучения при  $T=300 \text{ К}$  нескольких универсальных полос поглощения с максимумами в областях 270—280, 335—340,

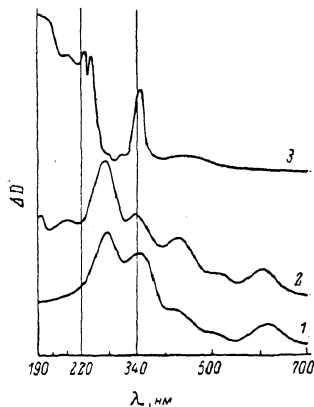


Рис. 1. Спектры поглощения при 300 К кристаллов YLF—Er (1), YLF—Tm (2), YLF—Ho+Yb (3). Доза облучения  $10^7$  рад.

510—530 и 610—620 нм (рис. 1). Быстрое практическое насыщение свидетельствует в пользу предрадиационного характера основного числа дефектов, на которых идет захват электронов и дырок и образуются ЦО. В [3] из рассмотрения угловой зависимости полосы поглощения 335—340 нм предложены три возможные модели дефектов, обуславливающих эту полосу: примесная пара, занимающая смежные иттриевые узлы, пара примесь—вакансия, F-центр. Так как позиция и полуширина полосы слабо зависят от вида TR, можно предположить, что полоса 335—340 нм обусловлена дефектами типа F-центра. Проведя подсветку в каждой из

<sup>1</sup> Методом гамма-люминесценции нами установлено присутствие в номинально чистых образцах YLF неконтролируемых TR<sup>3+</sup>-примесей Er, Ho, Pr в концентрациях  $10^{-2}-10^{-3} \text{ м\%}$ .

наведенных полос поглощения и проанализировав одновременное уменьшение, увеличение или неизменность интенсивности других полос с учетом, что полоса 335—340 нм — полоса  $F$ -центров, нами показано, что полосы 270—280 и 510—530 нм относятся к дырочным, а 420—430, 610—620 нм к электронным ЦО. Очень слабая спектральная зависимость рассмотренных полос поглощения от вида примеси позволяет отнести эти ЦО к структурным дефектам, не связанным или лишь косвенно связанным с TR-примесью.

Картина радиационного окрашивания при 300 К в YLF, активированных примесями, обладающим большим сродством к электрону, имеет особенности. Так, в спектре поглощения  $\gamma$ -облученных кристаллов YLF—Tm и YLF—Er+Ho+Tm, кроме вышеуказанных универсальных полос 270—280, 335—340, 420—430 нм, наблюдаются полосы, аналогичные полосам поглощения  $Tm^{2+}$  в  $MeF_2$  [4], что свидетельствует о валентном превращении  $Tm^{3+} \rightarrow Tm^{2+}$  в YLF. В спектре поглощения образцов с Yb универсальных полос, описанных выше, не на-

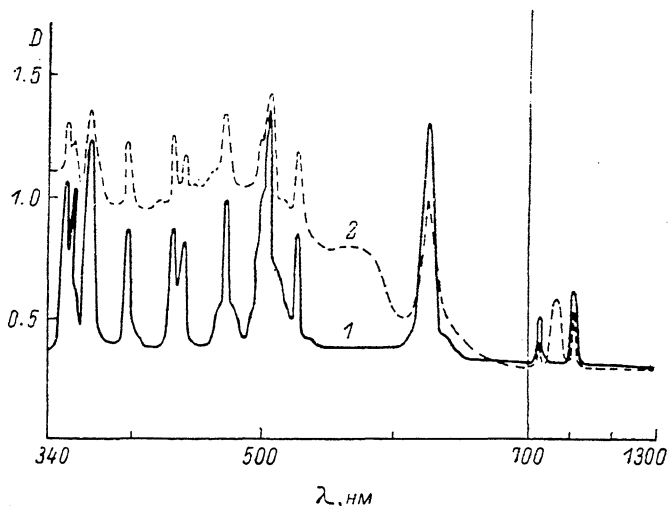


Рис. 2. Спектр поглощения при 77 К кристалла  $LiErF_4$  до (1) и после (2) облучения дозой  $10^7$  рад.

видится, однако наблюдаются полосы, сравнение которых с полосами  $Yb^{2+}$  в  $MeF_2$  [5] показывает, что они обусловлены поглощением  $Yb^{2+}$ . Таким образом, изовалентность замещения узлов  $Y^{3+}$  ионами  $TR^{3+}$  не препятствует восстановлению валентности  $TR^{3+}$ , обладающих большим сродством к электрону, причем захват носителей этими примесями, по-видимому, успешно конкурирует с захватом носителей на структурных дефектах или на  $TR^{3+}$  с меньшей восстановительной способностью.

Исследования показали, что эффективность образования ЦО, связанных как с дефектами основы, так и  $TR^{2+}$ , в  $\gamma$ -облученных при 300 К образцах уменьшается с ростом концентрации активаторов. Кристаллы, активированные 10—50 м%  $TR^{3+}$ , обладают большей устойчивостью к образованию ЦО по сравнению со слаболегированными YLF—TR, а в высококонцентрированных  $LiErF_4$ ,  $LiHoF_4$ ,  $LiTmF_4$ ,  $LiYbF_4$ —Ho и  $LiYbF_4$ —Ho+Tm ЦО не образуются до доз не менее  $10^{10}$  рад. Отметим, что в последних двух кристаллах ионы  $Tm^{3+}$  и  $Ho^{3+}$  не участвуют в процессе образования ЦО, хотя выступают в роли активатора.

При низкотемпературном облучении ( $T_{обл.} = 77$  К) ионы  $Tm^{3+}$  и  $Ho^{3+}$  в  $LiYbF_4$  также не участвуют в процессе образования ЦО. Слабая окраска, наводимая облучением в этих кристаллах, обусловлена поглощением  $Yb^{2+}$ , хотя  $Yb^{3+}$  входит в основу кристалла;  $\gamma$ -облучение при 77 К высококонцентрированных  $LiErF_4$ ,  $LiHoF_4$  и  $LiTmF_4$  приводит к окрашиванию этих образцов. Наблюдаемое после облучения уменьшение интенсивности сильных полос  $f \rightarrow f$  поглощения  $TR^{3+}$  свидетельствует о захвате  $Er^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$  и  $Tm^{3+}$  электронов и переходе их в состояние  $TR^{2+}$ . На рис. 2 в качестве примера приведен спектр поглощения  $LiErF_4$ . В ходе термоотжига до 300 К происходит рекомбинация дырок с  $TR^{2+}$ , что приводит, с одной стороны, к полному обесцвечиванию образцов, а с другой — к термолуминесценции со спектром  $TR^{3+}$ .

Таким образом, основной закономерностью образования ЦО в структуре YLF является конкуренция подобно  $MeF_2$  [6] в захвате электронов ионами  $TR^{3+}$  основы, активаторными  $TR^{3+}$  ионами и дефектами структуры. Образование конкретного  $TR^{2+}$  будет определяться его сродством к электрону, наличием и эффективностью конкурирующих центров захвата, в том числе  $TR^{3+}$  из основы.

Особенностью низкотемпературного окрашивания является то, что эффективность окрашивания номинально чистых и слаболегированных кристаллов (за исключением YLF—Yb и YLF—Tm) значительно ниже, чем в случае облучения при 300 К. Так, при  $\gamma$ -облучении дозой  $10^6$  рад эти кристаллы почти не окрашиваются, а при дозе  $\gamma$ -облучения  $10^7$  рад появляются, как и в случае облучения той же дозой при 300 К, слабые полосы около 270—280, 335—340 и 420—430 нм. Полоса поглощения 610—620 нм при низкотемпературном облучении не проявляется. Наблюдаемое нами преобразование и уменьшение радиационного окрашивания при 77 К предварительно  $\gamma$ -облученных до насыщения при 300 К образцов, не содержащих  $TR^{3+}$  ионов с большим сродством к электрону, свидетельствует об определенной ответственности рекомбинационных процессов захвата и рекомбинации носителей на мелких уровнях захвата за меньшую, чем при 300 К, интенсивность радиационного окрашивания при 77 К. На фоне полос 270—280 и 335—340 нм нами не замечена полоса 310 нм, обусловленная поглощением  $V_k$ -центров, наблюдаемых в [3] после низкотемпературного электронного облучения, хотя в спектрах гамма-люминесценции и послесвечения присутствует полоса свечения около 300 нм, отнесенная нами к собственному свечению решетки [1] и связанная затем в [7] с полосой свечения автолокализованных экситонов типа  $[F_2^+e^-]$ .

Авторы с благодарностью вспоминают П. П. Феофилова, инициатора данных исследований, и благодарят И. Г. Подколзину за выращивание ряда образцов.

### Литература

- [1] Ш. А. Вахидов, Г. А. Тавшунский, О. Т. Халиков. Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат. наук, 3, 84 (1980).
- [2] Н. М. Миринойтова, И. Г. Подколзина, Г. А. Тавшунский и др. Тез. докл. Всес. семинара «Радиационные явления в широкозонных оптических материалах». «ФАН», Ташкент (1979).
- [3] G. M. Renfro, L. E. Halliburton, W. A. Sibley, R. F. Belt. J. Phys. C: Solid State, 13, 1941 (1980).
- [4] Z. J. Kiss, R. C. Duncan. Jr. Proc. IRE, 50, 1532 (1962).
- [5] А. А. Каплянский, П. П. Феофилов. Опт. и спектр., 13, 235 (1962).
- [6] Б. Каилов, Г. А. Тавшунский, Н. Гантаров. Опт. и спектр., 43, 997 (1977).
- [7] W. Hayes, M. Yamaga, D. J. Robbins, B. Cockayne. J. Phys. C: Solid State, 13, 1011 (1980).

Институт ядерной физики АН УзССР  
Ташкент

Поступило в Редакцию  
23 июня 1982 г.

УДК 537.531

## КОГЕРЕНТНОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОНКОМ ОХЛАЖДЕННОМ КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ

Б. Д. Грачев, В. В. Гребенчиков, Ю. С. Коробочко, В. И. Минеев, А. Ф. Петровичко

В настоящее время изучению когерентного тормозного излучения (КТИ) электронов и позитронов в кристаллах уделяется большое внимание [1, 2] и др. Из теории следует, что относительная величина когерентной составляющей в спектрах тормозного излучения с понижением температуры кристалла-мишени должна возрастать, причем тем сильнее, чем ниже ее дебаевская температура. Подобный эффект роста зафиксирован для случая германиевой мишени и ультрарелятивистской (1 ГэВ) энергии электрона в [3].

Нами была предпринята работа по изучению спектров КТИ с тонкой (5 мкм) охлажденной кремниевой мишени при умеренно релятивистской (7.5 МэВ) энергии электронов. Экспериментальная установка, режим измерений и способ обработки спектров подробно описаны в [4, 5]. Измерения производились на бетатроне. Пучок электронов падал вдоль направления [110], которое было перпендикулярно поверхности мишени. Прокатка паров жидкого азота сквозь трубопровод, смонтированный в держатель мишени, позволяла охлаждать ее практически до температуры 77 К. С целью увеличения относительной величины когерентной составляющей тормозных спектров осуществлялась жесткая [коллимация пучка электронов [4], падающих на мишень (соответствующий угловой разброс составлял  $\sim 4 \cdot 10^{-3}$  рад или  $6 \cdot 10^{-2} mc^2/E_0$ ). В синцитиальный спектрометр, собранный на кристалле NaI(Tl) размерами  $78.5 \times 76.9$  мм, и ФЭУ-82А пропускалась осевая часть пучка с углом раствора  $\sim 3.5 \times 10^{-3}$  рад. Энергетическое разрешение спектрометра, измеренное по линии  $Co^{60}$ , составляло 9%. Производился пересчет экспериментально полученных спектров с целью учета формы аппаратурной линии спектрометра по методике, описанной в [6].