

## С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] I k e z a w a M., K o j u m a T. // J. Phys. Soc. Jap. 1969. V. 27. N 6. P. 1551-1555.
- [2] P e l l a u x P., I i d a T., V o n d e r W e i d J.P., A e g e r t e r M.A. // J. Phys. C. Sol. St. Phys. 1980. V. 13. N 6. P. 1009-1018.
- [3] К р а в ч е н к о В.А., Л и с и ц ы н В.М., Я к о в л е в В.Ю. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 7. С. 2181-2183.
- [4] А л у к е р Э.Д., Г а в р и л о в В.В., Д е й ч Р.Г., Ч е р н о в С.А. Быстропротекающие радиационно-стимулированные процессы в щелочногаллоидных кристаллах. Рига: Зинатне, 1987. 183 С.

Институт физики  
АН Латвийской ССР

Поступило в Редакцию  
11 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 8

26 апреля 1989 г.

05.2; 07

### СОБСТВЕННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ $CsF$ И $RbF$ ПРИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

А.В. Г о л о в и н, П.А. Р о д н ы й,  
М.А. Т е р е х и н

Новый вид фундаментального свечения ионных кристаллов был введен в рассмотрение после обнаружения во фториде бария кратковременной температуроустойчивой люминесценции [1, 2] и подробного изучения ее свойств [3, 4]. В отличие от обычных излучательных переходов, происходящих в пределах верхней запрещенной зоны  $E_{g1}$ , это свечение связано с переходами через другую энергетическую щель кристалла - вторую запрещенную зону  $E_{g2}$  [4]. Излучательные переходы между верхней остовной и валентной зонами, т.е. остовно-валентные переходы, регистрируются в кристаллах, в которых выполнено условие:  $E_{g2} < E_{g1}$ . В работе [5] показано, что такие переходы возможны в некоторых щелочно-галлоидных кристаллах, в том числе в  $CsF$  и  $RbF$ . Изучение механизма остовно-валентных переходов открывает перспективу получения быстрых кристаллических люминофоров [1].

Полосы возбуждения остовно-валентных переходов лежат в вакуумной ультрафиолетовой области спектра, поэтому для исследований удобно использовать синхротронное излучение. Эксперименты проводились на накопителе Сибирь-1 при энергиях падающих квантов 6-35 эВ [6]. Малое время спада ( $\sim 10^{-9}$  с) позволяет отделять рассматриваемую люминесценцию от других видов излучения.

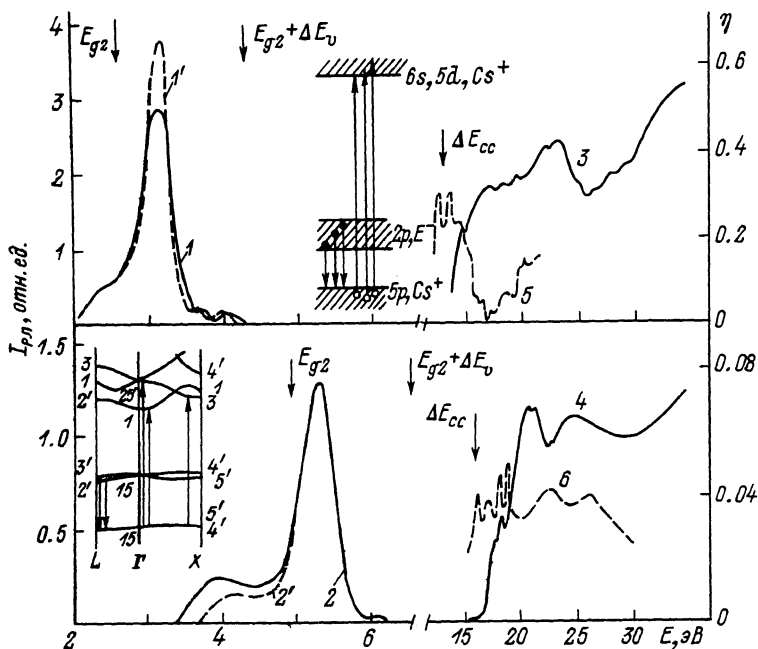


Рис. 1. Спектры: кратковременной РЛ  $\text{CsF}$  - 1.1' и  $\text{RbF}$  - 2.2'; возбуждения люминесценции  $\text{CsF}$  - 3 и  $\text{RbF}$  - 4 ( $\eta$  - квантовый выход относительно салицилата натрия); поглощения кристаллов  $\text{CsF}$  - 5 [10] и  $\text{RbF}$  - 6 [11] при 295 К - 1-6, 77 К - 1' и 450 К - 2'. На вставках: вверху - зонная схема  $\text{CsF}$ , внизу - структура энергетических зон  $\text{RbF}$  [9] и возможные переходы.

Для спектральных измерений необходима большая интенсивность кратковременного возбуждения, в этом случае наиболее оптимально использование коротких ( $\approx 10^{-8}$  с) рентгеновских импульсов [7]. Характеристики кратковременной рентгенолюминесценции (РЛ) кристаллов измерялись в диапазоне температур 77-600 К.

Спектры РЛ кристаллов  $\text{CsF}$  и  $\text{RbF}$  приведены на рис. 1 (кривые 1, 2). В люминесценции  $\text{CsF}$  преобладала полоса 3.2 эВ с временем высвечивания  $\tau = 2.8 \pm 0.2$  нс, регистрировались также более слабые полосы 3.7 и 4.0 эВ. Для спектра РЛ  $\text{RbF}$  характерны интенсивная полоса 5.3 эВ ( $\tau = 1.2 \pm 0.5$  нс), полоса 4.0 эВ и слабый максимум при 6.1 эВ. Согласно представлениям, развитым в [4, 5], излучательные переходы совершаются между верхом основной зоны и различными уровнями валентной зоны кристалла (вставки, рис. 1). Отсюда следует, что низкоэнергетический край излучения должен соответствовать зазору между верхними заполненными зонами, т.е.

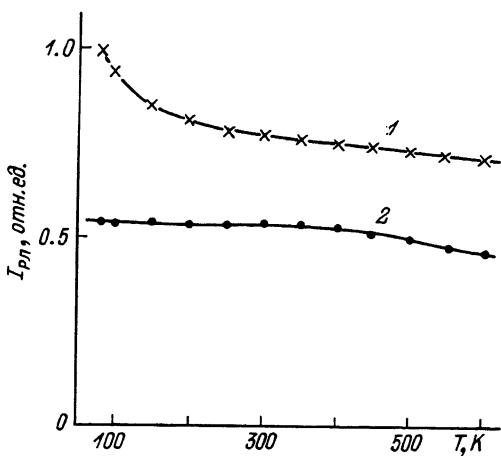


Рис. 2. Температурные зависимости интенсивности РЛ  $CsF$  - 1 и  $RbF$  - 2.

величине  $E_{g2}$ , а ширина полосы излучения должна быть близка к ширине валентной зоны ( $\Delta E_V$ ) кристалла. Такое соответствие реализуется в  $CsF$  ( $E_{g2} = 2.6$  эВ,  $\Delta E_V = 1.7$  эВ [8]) и в меньшей степени в  $RbF$  ( $E_{g2} = 4.9$  эВ,  $\Delta E_V = 1.6$  эВ [9]). В случае  $RbF$  определена структура энергетических зон [10], полоса люминесценции 5.3 эВ наиболее близка по энергии к  $L_2' \rightarrow L_3$  переходам между минимумом валентной зоны и максимумом остоной зоны (рис. 1). Слабой полосе излучения 6.1 эВ можно сопоставить  $L_3' \rightarrow L_4$  - переход. Полоса 4.0 эВ с энергией квантов ниже  $E_{g2}$  определяется не остоновалентными переходами.

Интенсивность РЛ кристаллов изменялась незначительно в исследуемом диапазоне температур (рис. 2). Небольшое возрастание интенсивности РЛ  $CsF$  при низких температурах происходит за счет полосы 3.2 эВ (кривая 1', рис. 1). С ростом температуры ширина полосы 3.2 эВ РЛ  $CsF$  незначительно возрастала.

Спектры возбуждения люминесценции (кривые 3, 4) в сравнении со спектрами поглощения кристаллов (кривые 5,6) [11, 12] приведены на рис. 1. Низкоэнергетические полосы поглощения 13.0 эВ в  $CsF$  и 16.0 эВ в  $RbF$  связаны с созданием остоных  $\Gamma$ -экситонов ( $\Gamma_{15} \rightarrow \Gamma_1$  - переходы), при соответствующих энергиях кратковременная люминесценция не возбуждалась. Резкое возрастание квантового выхода люминесценции кристаллов начиналось при энергиях падающих квантов, превышающих зазор между остоной зоной и зоной проводимости ( $\Delta E_{cc}$ ), поскольку для возникновения остоновалентных переходов необходимо образование дырок в остоной зоне. Величина  $\Delta E_{cc}$  определялась как сумма энергии остоного  $\Gamma$ -экси-

тона и энергии связи этого экситона, в результате имеем [8, 9]:  
в  $CsF \Delta E_{cc} = 14.1$  эВ, в  $RbF \Delta E_{cc} = 16.8$  эВ.

На межзонные переходы (из верхней остоной в незаполненную зону) в полосе возбуждения накладываются экситонные пики. Высокое разрешение полученных спектров возбуждения позволяет связать их структуру с системой энергетических уровней кристалла. Для спектра возбуждения  $RbF$  характерны два низкоэнергетических пика 17.8 и 18.5 эВ (кривая 4, рис. 1). В спектре поглощения  $RbF$  пики при тех же значениях энергии предположительно относят к экситонным  $X'_5 \rightarrow X_3$  - переходам (из 4p-состояний с  $j = 3/2$  и  $j = 1/2$ ) [11], однако энергетически они близки также к  $L_3 - L'_{2'}$ -переходам. Максимальный квантовый выход люминесценции  $RbF$  регистрировался в области 21 эВ. Ширина максимума велика, следовательно это не одиночный экситонный пик, а серия возбуждений типа разрешенных  $\Gamma_{15} \rightarrow \Gamma_{25}$  - переходов. Спектр возбуждения  $CsF$  менее структурный, единственный узкий (экситонный) пик 15.2 эВ можно отнести, основываясь на данных [8, 10], к переходам в точке  $X$  зоны Бриллюэна. В рассматриваемых переходах  $CsF$  и  $RbF$  участвуют различные уровни остоной зоны и зоны проводимости, поэтому спектры возбуждения имеют более сложный профиль по сравнению со спектрами люминесценции, отражающими плотность электронных состояний в валентной зоне.

Таким образом, за регистрируемую люминесценцию кристаллов  $CsF$  и  $RbF$  ответственны остоно-валентные переходы, поскольку: 1) порог возбуждения люминесценции соответствует энергетическому промежутку между остоной зоной и зоной проводимости; 2) параметры спектра излучения находятся в соответствии с положением и шириной валентной зоны; 3) излучение обладает малым временем спада и высокой температурной стабильностью. Следует отметить, что используемая методика (сочетание синхротронного и рентгеновского возбуждений) весьма перспективна для исследования излучательных остоно-валентных переходов в ионных соединениях. Предварительные данные получены для ряда фторидов и хлоридов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Родный П.А., Иванов В.А. Тезисы докладов 8-й Всесоюзной конференции по сцинтилляторам. Харьков: ВНИИ монокристаллов, с. 67-68.
- [2] Ершов Н.Н., Захаров Н.Г., Родный П.А. // Опт. и спектр. 1982. Т. 53. В. 1. С. 89-93.
- [3] Александров Ю.М., Махов В.Н., Родный П.А., Сырейщикова Т.И., Якименко М.Н. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 9. С. 2865-2867.
- [4] Головин А.В., Захаров Н.Г., Родный П.А. // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. В. 1. С. 176-180.
- [5] Валбис Я.А., Рачко З.А., Янсонс Я.Л. // Опт. и спектр. 1986. Т. 60. В. 6. С. 1100-1102.

- [6] Artemyev A.N., Akhmedzhano v S.M., Buzulukov YU.P. et al. // Nucl. Instrum. and Meth. 1987. V. A261. N 1.2. P. 18-21.
- [7] Родный П.А., Гуссар В.А. // Опт. и спектр. 1987. Т. 62. В. 4. С. 943-945.
- [8] Smith J.A., Pong W. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 12. P. 5931-5936.
- [9] Inouye C.S., Pong W. // Phys. Rev. B. 1977. V. 5. N 4. P. 2265-2272.
- [10] Kunz A.B. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 4. P. 2056-2069.
- [11] Metzger P.H. // J. Phys. Chem. Solids. 1965. V. 26. N 12. P. 1879-1887.
- [12] Watanabe M., Ejiri A., Yamoshita H. et al. // J. Phys. Soc. Jap. 1971. V. 31. N 4. P. 1085-1091.

Ленинградский политехнический институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию  
11 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 8

26 апреля 1989 г.

01; 02; 05.2; 11

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ  
В МИКРОСКОПИЧЕСКОМ СЛОЕ  
РЕЗОНАНСНЫХ АТОМОВ

В.Г. Бордо

Наличие диэлектрического переходного слоя на границе раздела сред в условиях, когда собственная частота его колебаний попадает в область частот поверхностных поляритонов (ПП), приводит к появлению щели в спектре ПП [1]. Ширина щели зависит от характеристик слоя, что дает возможность определять их из закона дисперсии ПП. Однако для диэлектриков и полупроводников область существования ПП ограничена окрестностью частоты какого-либо элементарного возбуждения кристалла (оптического фонона, экситона и т.д.) [2]. В данной работе мы рассмотрим поляритонную ветвь, обусловленную наличием переходного слоя и существующую вне зоны частот ПП для граничащих сред.

Пусть на границе раздела между изотропными средами I ( $\mathbf{z} > 0$ ,  $\epsilon = \epsilon_1 > 0$ ) и II ( $\mathbf{z} < 0$ ,  $\epsilon = \epsilon_2 > 0$ ) имеется изотропный в плос-