

©1995

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КУБИЧЕСКОЙ И ОРТОРОМБИЧЕСКОЙ МОДИФИКАЦИЙ $\text{PbF}_2$

*Н.В.Классен, В.Д.Негрий, В.М.Прокопенко,  
В.В.Синицын, А.В.Соловьев, С.З.Шмурак*

Институт физики твердого тела Российской академии наук,  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия  
(Поступила в Редакцию 29 марта 1995 г.)

Проведены исследования спектральных характеристик кубической и орторомбической модификаций  $\text{PbF}_2$  при возбуждении светом с энергией кванта 5.9–2.5 eV, а также рентгеновскими квантами. Показано, что свечение орторомбической фазы  $\text{PbF}_2$  при 150–300 К значительно выше, чем кубической, причем фотолюминесценция эффективно возбуждается при энергии кванта  $h\nu < E_{gap}$ . Определены спектральные характеристики центров свечения и предложены их возможные модели.

Низкотемпературная люминесценция фторида свинца при возбуждении светом с энергией порядка  $E_{gap}$  подробно исследована в [1–4]. Как показано в этих работах, в спектре низкотемпературной люминесценции (при  $T = 4.2$  К) наблюдаются три полосы свечения с  $\lambda_{max} = 285, 303$  и 525 nm. Максимумы спектров возбуждения этих полос находятся при  $\lambda = 230, 215$  и 240  $\mu\text{m}$  соответственно. Полоса свечения с  $\lambda_{max} = 303$  nm приписывается катионным экситонам. С повышением температуры интенсивность свечения всех указанных полос уменьшается.

Отметим, что в большинстве спектроскопических исследований  $\text{PbF}_2$  не проводился анализ взаимосвязи спектральных характеристик исследуемых образцов с их кристаллической структурой. В то же время известно, что  $\text{PbF}_2$  при комнатной температуре может находиться в двух структурных модификациях: кубической (пр. гр.  $Fm\bar{3}m$ ) и орторомбической (пр. гр.  $Fmnb$ ). Термодинамически устойчивой при температурах ниже 320 °С является орторомбическая фаза (ОФ)  $\text{PbF}_2$ , а кубическая фаза (КФ) термодинамически устойчива в области температур 320–500 °С. При более высоких температурах кристалл переходит в суперионное состояние, которое сохраняется до температуры плавления. Структурный переход КФ–ОФ сопровождается значительным уменьшением объема ( $\sim 8\%$ ). Это обстоятельство приводит к тому, что при этом фазовом переходе в кристалле возникают большие механические напряжения, препятствующие образованию ОФ. Поэтому при высокотемпературных способах выращивания кристаллы  $\text{PbF}_2$  остаются в кубической модификации ниже температуры структурного перехода КФ–ОФ.

Целенаправленное изучение спектральных характеристик различных структурных модификаций  $\text{PbF}_2$  было проведено в [5,6].

В [5] нами сообщалось о наблюдении фотолюминесценции (ФЛ) орторомбического  $\text{PbF}_2$  при возбуждении светом с энергией, меньшей, чем  $E_{gap}$ , в температурном интервале 77–300 К. Однако механизм возбуждения люминесценции и природа центров, ответственных за это свечение, оставались не выясненными.

Исследования низкотемпературной люминесценции ( $T = 4.2$  К) орторомбической и кубической фаз  $\text{PbF}_2$  при возбуждении кристалла с энергией, большей  $E_{gap}$  ( $h\nu = 5.563$  eV) были проведены в [6]. В спектре кубического кристалла  $\text{PbF}_2$  авторы наблюдали интенсивную полосу с  $\lambda_{max} \sim 4$  eV и очень слабое свечение с  $\lambda_{max} \sim 3.2$  eV. В этих же условиях спектр орторомбического  $\text{PbF}_2$  содержал только длинноволновую полосу с  $\lambda_{max} \sim 2.3$  eV, которую авторы связали со свечением локализованных экситонов. Также было установлено различие в температурных зависимостях интенсивности ФЛ кубического и орторомбического  $\text{PbF}_2$ . Если в кубическом  $\text{PbF}_2$  свечение практически исчезает при  $T \geq 30$  К, то в орторомбическом  $\text{PbF}_2$  оно наблюдается вплоть до 150 К.

Для выяснения особенностей ФЛ орторомбического  $\text{PbF}_2$  при возбуждении светом с энергией, меньшей  $E_{gap}$ , а также отсутствия свечения в интервале температур 150–300 К при  $h\nu > E_{gap}$  в настоящей работе проведены исследования спектральных характеристик кубического и орторомбического  $\text{PbF}_2$  при возбуждении светом с энергией кванта 5.9–2.5 eV, а также рентгеновскими квантами.

Показано, что при возбуждении светом с  $\lambda_{max} = 337.1$  nm в интервале температур 150–300 К интенсивность ФЛ ОФ  $\text{PbF}_2$  значительно выше, чем кубической модификации, причем свечение орторомбического  $\text{PbF}_2$  возникает лишь при возбуждении кристалла светом с энергией кванта  $h\nu < E_{gap}$ .

В работе предлагаются механизм возникновения ФЛ орторомбического  $\text{PbF}_2$  и возможные модели центров, ответственных за это свечение.

## 1. Методика эксперимента

Эксперименты проводились на выращенных из расплава, специально не легированных кристаллах  $\text{PbF}_2$ , которые имели кубическую структуру. Орторомбическая модификация  $\text{PbF}_2$  получалась либо при выращивании из раствора при температуре, меньшей температуры перехода ( $T_t$  ОФ–КФ  $T_t \simeq 320^\circ\text{C}$ ), либо переводом кубического  $\text{PbF}_2$  в ОФ гидростатическим давлением  $\sim 2.0$  GPa [7]. Изучались также орторомбические микрокристаллы размером 10–20  $\mu\text{m}$ , являющиеся компонентами стандартного реактива  $\text{PbF}_2$ .

Исследования спектров люминесценции и спектров возбуждения люминесценции проводились на установках, оснащенных монохроматорах МДР-6, МДР-4, МДР-23 и ДФС-24. Спектральные характеристики изучались в диапазоне температур 4.2–400 К. В качестве источников света использовались лазеры: азотный ( $\lambda_m = 337.1$  nm), гелий-кадмиевый (441.6 nm) и аргоновый (457.9, 476.5, 488, 514.5 nm), а также водородная лампа ДВС-25 и ксеноновая ДКС-120. Комбинационное рассеяние (КР) света исследовалось на спектрометрах ДФС-24 (1) и MICRODIL-28 (2). Для получения информации о структуре и объеме образца спектр КР на установке 1 измерялся в направлении, перпендикулярном возбуждающему свету.

Рентгенолюминесцентные исследования проводились на установке, в состав которой входил светосильный монохроматор фирмы «Хита-чи», а источником рентгеновского излучения служила трубка с W антиматодом (30–50 kV, 32 mA):

## 2. Результаты экспериментов

1) Изучение структурного состояния кристалла. В настоящей работе определение структурного состояния исследуемых кристаллов осуществлялось методами рентгеноструктурного анализа и комбинационного рассеяния света. Рентгеновские исследования позволяют определять структуру кристалла в приповерхностном слое толщиной порядка нескольких микрон. Методика комбинационного рассеяния света в используемой нами геометрии съемки дает информацию о структуре объема кристалла, так как в качестве источника света в работе использовался аргоновый лазер ( $\lambda = 448$  и  $514.5$  nm) с энергией кванта, меньшей ширины запрещенной зоны, возбуждающий КР во всем объеме образца. Спектры КР монокристаллических образцов орторомбической и кубической модификаций  $\text{PbF}_2$  представлены на рис. 1. Следует отметить, что в спектрах КР орторомбического  $\text{PbF}_2$ , полученного различными способами, наблюдаются одинаковые линии. КР кубического  $\text{PbF}_2$  существенно отличается от орторомбического  $\text{PbF}_2$  (рис. 1) и совпадает с описанными в литературе спектрами [8].

Изучение структуры поверхности и объема кристалла  $\text{PbF}_2$  показало, что после механической обработки на поверхности кубического  $\text{PbF}_2$  возникает тонкая прослойка ОФ. Однородный и прозрачный ( $E_{\text{gap}} = 5.17$  eV) орторомбический кристалл получается только при выращивании  $\text{PbF}_2$  из раствора при температуре, меньшей температуры перехода ОФ–КФ. Его спектр пропускания представлен на рис. 2.

В [9] было показано, что орторомбическая фаза может образовываться на поверхности образцов, имеющих кубическую модификацию. При этом наличие орторомбического слоя приводит к существенному изменению спектров люминесценции этих кристаллов. Поэтому для корректного определения спектральных характеристик кубической и орторомбической фаз  $\text{PbF}_2$  необходимы детальные исследования как структуры объема, так и поверхности кристаллов.

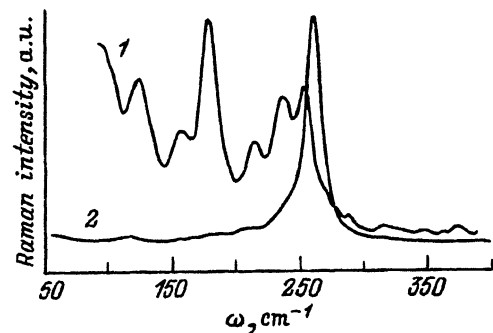


Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния света ОФ (1) и КФ (2)  $\text{PbF}_2$ .

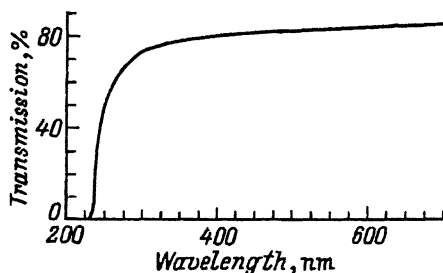


Рис. 2. Спектр пропускания орторомбического  $\text{PbF}_2$ .

Толщина образца — 0.1 mm,  $T = 300$  K.

2) Спектральные характеристики ФЛ и рентгенолюминесценции различных фаз  $\text{PbF}_2$ . Спектры свечения кубической и орторомбической модификаций  $\text{PbF}_2$  при 77 К представлены на рис. 3. В этих экспериментах возбуждение ФЛ осуществлялось азотным лазером  $\lambda_{\text{max}} \sim 337.1$  нм и в дальнейшем будет обозначаться ФЛ<sub>N</sub>. В результате исследования спектров ФЛ<sub>N</sub> значительного количества ( $\geq 100$ ) образцов орторомбического  $\text{PbF}_2$ , полученных различными способами, было установлено, что большинство из них обладают сходными спектральными характеристиками: максимум свечения при  $\lambda \simeq 500$  нм и полуширина  $\sim 0.9$  эВ. Однако имелись образцы и с существенными отличиями: смещением максимума полосы свечения в диапазоне от 450 до 600 нм и наличием широкой полосы 380–680 нм без явно выраженных максимумов. Связь между методами получения орторомбических образцов  $\text{PbF}_2$  и видом изменения спектров не обнаружено — при одних и тех же методах получения наблюдались как образцы с наиболее «типичной» характеристикой, так и с различными отклонениями. В дальнейшем будут приводиться, если это специально не оговорено, экспериментальные результаты только для «типичных» образцов. Что касается кубической модификации, то ее спектральные характеристики при  $T = 77$  К для различных специально не легированных образцов мало отличались: и максимум свечения наблюдался при  $\lambda = 460$  нм, а полуширина составляла  $\sim 0.7$  эВ.

При повышении температуры интенсивности люминесценции ОФ и КФ уменьшаются (рис. 4). Однако если для кубической модификации интенсивность ФЛ<sub>N</sub> при 300 К уменьшается на несколько порядков по отношению к интенсивности при 77 К, то для орторомбического  $\text{PbF}_2$  эта величина уменьшается всего в несколько раз. Это обстоятельство позволяет исследовать спектральную характеристику ОФ  $\text{PbF}_2$  при 300 К (рис. 5).

Как следует из сравнения рис. 3 и 5, спектр орторомбического  $\text{PbF}_2$  незначительно уширяется при повышении температуры от 77 до 300 К, его полуширина составляет  $\sim 0.8$  эВ при 300 К для большинства исследованных образцов. Наличие широкой бесструктурной полосы в спектрах орторомбического  $\text{PbF}_2$  определяется не одним, а целым набором центров свечения, так как в противном случае спектральные характеристики различных специально не легированных орторомбических образцов не проявляли бы такого разброса в форме и положении максимума.

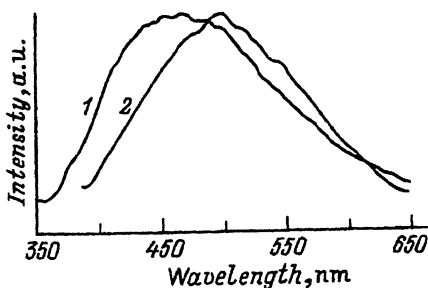


Рис. 3. Спектры люминесценции различных модификаций  $\text{PbF}_2$  при возбуждении аргоновым лазером  $\lambda = 337.1$  нм ( $T = 77$  К). 1 — КФ, 2 — ОФ.

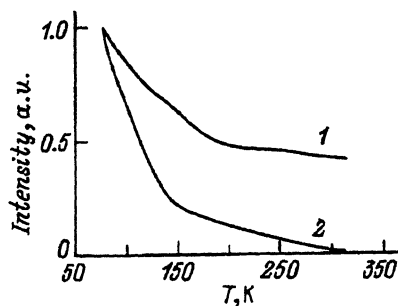


Рис. 4. Температурные зависимости интенсивности ФЛ, возбуждаемой азотным лазером. 1 — ОФ, 2 — КФ.

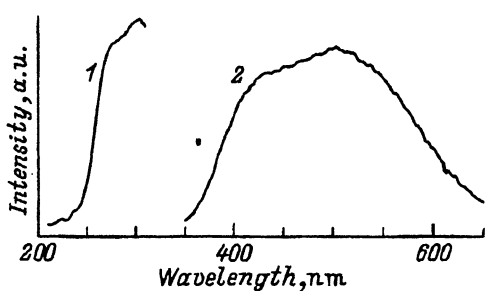


Рис. 5. Спектры возбуждения (1) и люминесценции (2) орторомбического  $\text{PbF}_2$  ( $T = 300$  K).

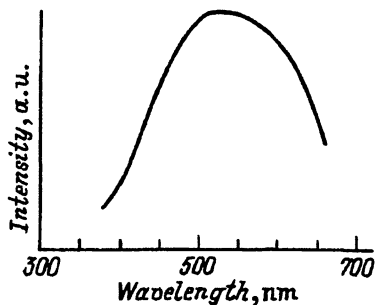


Рис. 6. Спектр рентгенолюминесценции орторомбического  $\text{PbF}_2$ .

Спектр рентгенолюминесценции орторомбического  $\text{PbF}_2$  представлен на рис. 6. В отличие от спектра ФЛ, возбуждаемого азотным лазером, положение пика рентгенолюминесценции в орторомбическом  $\text{PbF}_2$  сдвинуто в область больших длин волн ( $\lambda_{\text{max}} \sim 530$  nm). Интенсивность рентгенолюминесценции кубической модификации была значительно ниже, чем орторомбической, что не позволило надежно исследовать ее спектр.

3) Изменение спектров ФЛ, возбуждаемой азотным лазером, при последовательности структурных переходов ОФ–КФ–ОФ. Представляло интерес исследовать на одном образце изменения интенсивности и спектральной характеристики свечения (ФЛ<sub>N</sub>) при переходе ОФ–КФ и обратно. В этих экспериментах контроль структурного состояния осуществлялся при помощи рентгеновских исследований и методом комбинационного рассеяния. Для этой цели была спрессована таблетка из орторомбического порошка (размер кристаллитов порядка  $10 \mu\text{m}$ ), переход которой в КФ инициировался температурой ( $T \sim 350^\circ\text{C}$ ), а обратный переход — давлением. При переходе исходной ОФ в кубическую модификацию интенсивность ФЛ<sub>N</sub> при 300 K уменьшается более чем на два порядка (рис. 7), что согласуется с описанными выше результатами. В то же время обратный перевод КФ  $\text{PbF}_2$  снова в ОФ сопровождается восстановлением интенсивности свечения (рис. 7). Этот эксперимент свидетельствует о том, что в орторомбической модификации  $\text{PbF}_2$  имеются центры свечения, проявляющиеся при возбуждении светом с  $\lambda_{\text{max}} = 337.1$  nm, эффективность свечения которых на несколько порядков выше, чем в кубическом  $\text{PbF}_2$ .

4) Спектры возбуждения люминесценции  $\text{PbF}_2$ . Для выяснения механизма свечения представляется целесообразным исследовать спектры возбуждения люминесценции, так как они несут информацию об энергетических характеристиках центров, участвующих в люминесценции кристалла. Спектр возбуждения люминесценции в максимуме ФЛ<sub>N</sub> в спектральной области 280–380 nm представлен на рис. 5. Как следует из этого рисунка, свечение отсутствует при  $\lambda < 230$  nm, быстрый рост интенсивности ФЛ наблюдается при  $\lambda \sim 240$  nm. Сравнение спектров возбуждения ФЛ и спектров пропускания орторомбического  $\text{PbF}_2$  (рис. 2) показывает, что спектральная граница быстрого роста интенсивности ФЛ совпадает с началом пропускания кристаллов. Свечение достигает максимального значения в области «прозрачности» образца.

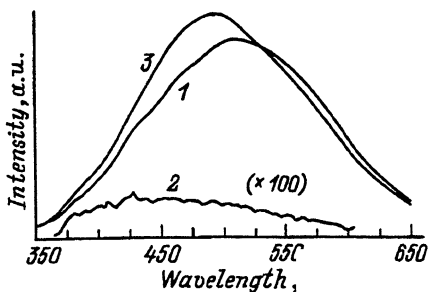


Рис. 7. Изменение спектров люминесценции  $\text{PbF}_2$  при переводе образца из ОФ в КФ и обратно.

1 — исходная ОФ, 2 — КФ, 3 — ОФ.

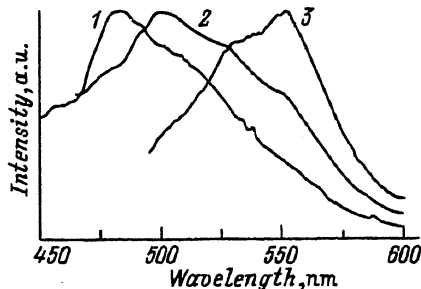


Рис. 8. Спектры ФЛ орторомбического  $\text{PbF}_2$  ( $T = 4.2$  К) при возбуждении лазерами с различными длинами волн:

$\lambda$  (nm): 1 — 457.9, 2 — 441.6, 3 — 488.

Спектр возбуждения люминесценции удается надежно исследовать только в ОФ, так как в КФ  $\text{PbF}_2$  интенсивность свечения мала. Однако исследования спектров возбуждения в кубическом  $\text{PbF}_2$  показывают, что и в этой структурной модификации свечение не возбуждается при  $E > E_{\text{gap}}$ .

При возбуждении кристалла  $\text{PbF}_2$  при 4.2 К различными лазерными линиями ( $\lambda_{\text{max}} = 441.6, 457.9, 488$  nm) в спектрах ФЛ проявляются различные полосы свечения (рис. 8). Как следует из этого рисунка, отчетливо видны по крайней мере следующие полосы с  $\lambda_{\text{max}}$ :  $\sim 460, 470, 485, 510, 530, 555$  nm. Это подтверждает сделанное выше предположение о том, что за спектр люминесценции ответствен целый набор центров свечения.

Как следует из рис. 8, в спектре люминесценции кристаллов  $\text{PbF}_2$  даже при гелиевых температурах проявляются широкие полосы свечения. Это свидетельствует о неоднородном уширении полос: центры данного типа имеют несколько отличающееся окружение.

### 3. Обсуждение экспериментальных результатов

На основании представленных выше экспериментальных данных можно сделать следующие выводы.

1) Совпадение спектральных характеристик ФЛ, возбуждаемой светом с  $\lambda = 337.1$  nm, в специально не легированных, но полученных из разных источников образцов орторомбического  $\text{PbF}_2$  позволяет предположить, что центрами свечения, ответственными за люминесценцию орторомбической модификации, являются собственные дефекты кристалла.

2) Наличие широкой полосы в спектре возбуждения ФЛ указывает на то, что за люминесценцию ОФ  $\text{PbF}_2$  ответствен набор различных оптически активных центров. Об этом же, как уже отмечалось, свидетельствуют спектральные характеристики фото- и рентгенолюминесценции, и в особенности возникновение различных полос в спектрах люминесценции при возбуждении ее различными лазерными линиями (рис. 8).

3) Интенсивность ФЛ пропорциональна числу возбужденных центров свечения ( $n_{c\mu}$ ) и квантовому выходу люминесценции  $\eta$ , т.е.  $I \sim \mu n_{c\mu} \eta$  (где  $\mu$  характеризует эффективность возбуждения центров свечения). Поэтому существенное превышение интенсивности ФЛ ОФ РbF<sub>2</sub> по сравнению с КФ РbF<sub>2</sub> в диапазоне температур 77–300 К свидетельствует о том, что при переходе ОФ–КФ в РbF<sub>2</sub> осуществляется такое преобразование центров свечения, которое не только увеличивает квантовый выход свечения, но и приводит к изменению характера температурной зависимости внутрицентрального свечения, а именно характера зависимости от  $T$  величины  $\mu\eta$ . Как отмечалось выше (рис. 5), интенсивность ФЛ КФ и ОФ при повышении температуры в интервале 77–300 К уменьшается соответственно в 100 и в 3 раза. Относительно незначительное уменьшение интенсивности ФЛ ОФ не должно восприниматься как нечто необычное. Подобная слабая температурная зависимость наблюдается для переходов, запрет которых частично снимается из-за колебаний решетки. Для некоторых центров, например Ag<sup>+</sup> и Cu<sup>+</sup> в щелочно-галогидных кристаллах (ШГК) благодаря нецентральному расположению этих ионов в решетке ШГК и реализации запрещенного в дипольном приближении перехода при повышении температуры интенсивность свечения практически не уменьшается [10–12].

На основании всего сказанного выше можно предположить следующие модели центров: вакансии Рb и F, дивакансии Рb и F, междоузельные Рb и F, а также эти дефекты на дислокациях или сами дислокации. Однако так как подвижность фтора и вакансий фтора в РbF<sub>2</sub> велика (энергия активации движения междоузлий  $\sim 0.45$  eV, вакансий  $\sim 0.25$  eV [13]) то, скорее всего, центрами, определяющими свечение орторомбического РbF<sub>2</sub>, могут быть вакансии Рb, дивакансии Рb и F, междоузельный Рb в регулярной решетке и вблизи дислокаций. Поскольку при переходе КФ–ОФ окружение этих дефектов меняется [9], то изменяются и спектральные и температурные характеристики этих центров.

Относительно энергетических характеристик центров, принимающих участие в люминесценции орторомбического и кубического РbF<sub>2</sub>, можно сказать следующее. Возбуждение кристалла лазерами с различными длинами волн проявляет различные типы центров (рис. 8), что позволяет выделить энергии возбуждения и люминесценции некоторых центров люминесценции. Однако положение этих энергетических уровней в зонной схеме кристалла можно определить лишь после того, как будет исследована спектральная характеристика фотопроводимости кристалла. Это позволит определить энергетический зазор между возбужденным состоянием центра и дном зоны проводимости.

Как отмечалось выше, спектральные характеристики ФЛ, возбуждаемой азотным лазером  $h\nu < E_{gap}$  и рентгенолюминесценции (энергия рентгеновского кванта значительно больше  $E_{gap}$ ) заметно отличаются. Для орторомбической модификации максимумы ФЛ и рентгенолюминесценции наблюдаются соответственно при 500 и 530 nm.

Прежде чем обсуждать возможные причины такого различия, напомним, что спектр люминесценции существенно зависит от длины волны возбуждающего света (рис. 8); более того, в спектре ФЛ имеется полоса с  $\lambda_{max} \sim 530$  nm. Поэтому можно предположить, что как при возбуждении светом с  $h\nu < E_{gap}$ , так и при возбуждении рентгеновскими квантами осуществляется свечение собственных дефектов кристалла. Различие в спектрах ФЛ и рентгенолюминесценции можно объяснить более эффективной передачей энергии при рентгеновском возбуждении определенному типу центров свечения.

Рядом авторов были предприняты исследования люминесценции орторомбического и кубического  $PbF_2$  при возбуждении  $\gamma$ -квантами (спинтилляционные характеристики) [14]. Оказалось, что выход гамма-спинтилляций крайне мал  $\sim 0.1\%$  от  $NaI-Tl$ .

На основании приведенных в настоящей работе результатов обсудим возможные причины малого световыхода  $\gamma$ -спинтилляций в  $PbF_2$ . Как известно, взаимодействие  $\gamma$ -кванта с твердым телом приводит к рождению в конечном итоге большого количества электронно-дырочных пар (ЭДП). Рождение ЭДП происходит и при рентгеновском возбуждении кристалла. Вследствие того, что энергия  $\gamma$ -кванта велика, при генерации ЭДП неизбежно рождение фононов и локальный разогрев кристалла, что может приводить к температурному гашению свечения.

Однако свечение отсутствует и при возбуждении орторомбических  $PbF_2$  зона-зонным светом в условиях, когда происходит рождение ЭДП, а локальный разогрев кристалла значительно меньше, чем при  $\gamma$ - и рентгеновском возбуждении кристалла.

Поэтому можно предположить, что отсутствие свечения при  $\gamma$ - и рентгеновском возбуждении имеет такую же природу, как и при зона-зонном возбуждении.

Отсутствие свечения при энергии кванта возбуждающего света  $h\nu > E_{gap}$  свидетельствует о том, что центры свечения возбуждаются только резонансным образом — в полосе поглощения центров свечения и что передача возбуждения на центр свечения не эффективна при возбуждении в кристалле ЭДП. Возможным механизмом безызлучательной релаксации энергии является рождение  $F$ - и  $H$ - пар при распаде экситонов [15–17]. Малая энергия образования дефектов во фторной подрешетке и их миграции повышает эффективность этого процесса в  $PbF_2$ . Подтверждением этому может служить очень малая радиационная стойкость кристалла [18]. Заметная окраска образца возникает даже при дозе  $10^4$  рад. Захват ЭДП может также осуществляться центрами безызлучательной рекомбинации, или уровнями прилипания [19]. Возможно также, что имеющиеся в кристалле дефекты захватывают рождающиеся в образце при зона-зонном возбуждении электроны и дырки с образованием центров окраски. Возникает вопрос, нельзя ли, заполнив все имеющиеся в кристалле ловушки, повысить эффективность передачи энергии центрам свечения при возбуждении кристалла  $\gamma$ -, рентгеновским излучением или зона-зонным светом. Для проверки этого предположения кристаллы  $PbF_2$  облучались на источнике  $\gamma$ -квантов дозой до  $3 \cdot 10^8$  рад. Однако эффективность рентгенолюминесценции после такого облучения не повышалась. Поскольку при возбуждении свечения рентгеновскими квантами свечение излучается из тонкого приповерхностного слоя (порядка нескольких микрон), трудно объяснить отсутствие влияния облучения на интенсивность рентгенолюминесценции поглощением свечения в облученном  $\gamma$ -квантами образце. Этот эксперимент свидетельствует в пользу того, что наиболее вероятным каналом релаксации энергии  $\gamma$ - и рентгеновских квантов является рождение центров окраски при безызлучательном распаде экситона.

Таким образом, в орторомбической модификации  $PbF_2$  создается особая ситуация: 1) имеются центры свечения, эффективно люминесцирующие при резонансном возбуждении; 2) отсутствует передача энергии ЭДП центрам свечения.



Выяснение причин малой эффективности передачи энергии ЭДП центрам свечения является, на наш взгляд, интересной физической задачей, решение которой, возможно, позволило бы найти пути увеличения эффективности передачи энергии ЭДП к центрам свечения, что приведет к существенному увеличению эффективности сцинтилляций в  $\text{PbF}_2$ .

Итак, в настоящей работе проведены сравнительные исследования спектральных характеристик кубической и орторомбической фаз  $\text{PbF}_2$ . Изучены спектры возбуждения люминесценции. Показано, что свечение орторомбического  $\text{PbF}_2$  при 150–300 К значительно выше, чем кубического  $\text{PbF}_2$ , причем ФЛ эффективно возбуждается при энергии возбуждающего кванта  $h\nu < E_{\text{gap}}$ . Определены спектральные характеристики этих центров свечения.

В заключение авторы выражают благодарность А.А.Колчину, С.Ф.Кондакову, А.Б.Кулакову за предоставленные образцы  $\text{PbF}_2$ , В.К.Егорову и И.М.Шмытько за плодотворные дискуссии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Института физики высоких энергий (г. Цюрих, Швейцария) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 91-02-04277-а).

#### Список литературы

- [1] Лийдья Г.Т., Добржанский Г.Ф., Плекханов В.Г. Тр. ИФА АН ЭССР **39**, 1, 64 (1972).
- [2] Liidja G., Plekhanov V.G. Lumin. **6**, 1, 71 (1973).
- [3] Лийдья Г.Т., Плекханов В.Г. Изв. АН СССР. Сер. физ. **38**, 7, 1304 (1974).
- [4] Nikl M., Polak K. Phys. Stat. Sol. (a) **117**, 1, K89 (1990).
- [5] Baliakin S.N. Crystall 2000. Intern. Conf. on Heavy Scintillators for Scientific and Industrial Applications Hamonix. France (September 22–26, 1992).
- [6] Алов Д.Л., Рыбченко С.И. ФТТ **37**, 2, 573 (1995).
- [7] Samara G.A. J. Phys. Chem. Sol. **40**, 7, 509 (1979).
- [8] Валах М.Я., Косацкий И., Литвинчук А.П. ФТТ **29**, 12, 3673 (1987).
- [9] Шмытько И.М., Савченко И.Б., Классен Н.В., Багаутдинов Б.Ш., Емельяненко Г.А., Куланов А.Д., Сеницын В.В. ФТТ. В печати.
- [10] Lombardo G., Pohl K.O. Phys. Rev. Lett. **15**, 7, 291 (1965).
- [11] Kaplan S., Luty F. Bull. Am. Phys. Soc. **13**, 560 (1968).
- [12] Baldini J., Jean A., Spinolo G. Phys. Stat. Sol. **25**, 2, 557 (1968).
- [13] Samara G.A. Sol. Stat. Phys. **38**, 1 (1984).
- [14] Бритвич Г.И., Бучинская И.И., Васильченко В.Г. ПТЭ **6**, 89 (1992).
- [15] Витол И.К. Изв. АН СССР. Сер. физ. **30**, 3, 564 (1966).
- [16] Hersh H.N. Phys. Rev. **148**, 2, 928 (1966).
- [17] Лущик Н.Б., Витол И.К., Эланго М.А. ФТТ **10**, 9, 2753 (1968).
- [18] Архангельская В.Ф., Ерофеев В.Г., Киселева М.Н. ФТТ **14**, 12, 3505 (1972).
- [19] Anderson D.F., Kierstead S.A., Stoll S. Nucl. Instr. and Methods A. To be published.