

СПЕЦИФИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ РАСПАДА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В МОДЕЛЬНЫХ ОБЪЕКТАХ

Моделдик түзүлүштөрдөгү элементардык дүүлүгү ажыроосунун спецификалык өзгөчөлүктөрү

Specific features of the decay of elementary excitations in model objects

На примере чистых и примесных KI и RbI выяснена специфика излучательного и безызлучательного распада экситонов, электронов и дырок в группе ионных кристаллов с малой эффективностью радиационного дефектообразования. Экспериментально показан эффект атермической низкотемпературной диссоциации экситонов на примеси.

Ключевые слова: кристалл; дефект; экситон; центры окраски; автолокализация.

Таза жана кошулмалуу KI менен RbI кристаллдарынын мисалында экситондордун, электрондор менен көңдөйчөлөрдүн нурданган жана нурданбаган ажыроолорунун аз эффективдүү радиациялык дефекттерди түзгөн объекттер катары алардын өзгөчөлөнгөн табияты изилденген. Экситондордун кошулма иондогу диссоциациясынын атермикалык эффекти тажрыйбада көрсөтүлгөн.

Урунттуу сөздөр: кристалл; дефект; экситон; боё борборлору; автолокализация.

The specificity of the radiative and nonradiative decay of excitons electrons and holes in the group of ionic crystals with a low efficiency of radiative defect formation is elucidated on the example of pure and impurity KI and RbI. The effect of a thermallow temperature dissociation of excitons on an impurity is shown experimentally.

Keywords: crystal; defect; exciton; color centers; autolocalization.

Введение. Современные достижения в развитии ядерной энергетики, лазерной и космической техники предопределили появление нового этапа в развитии исследований взаимодействия излучения с веществом, направленного на решение проблемы радиационной стойкости различного рода материалов и, как следствие, прогнозирования их поведения в полях ионизирующих излучений различных мощностей.

С другой стороны, создание и развитие активных сред оптических и электроннолучевых запоминающих устройств для записи информации, совершенствование детекторов ионизирующих излучений требует решения проблемы радиационной чувствительности материалов, направленной на разработку новых соединений, радиационная чувствительность которых выше, чем у существующих материалов.

Эти задачи могут быть решены на основе ясного понимания механизмов процесса создания и стабилизации радиационных дефектов (РД).

Исследования столь сложных процессов в первую очередь должны проводиться на модельных системах, в частности, на простых по структуре и хорошо изученных щелочногалоидных кристаллах (ЩГК), которые вместе с металлами, полупроводниками и другими диэлектриками являются прикладными материалами. Проблема поиска и изучения различных свойств элементарных возбуждений в твердых телах (электронов, дырок, экситонов, фононов, плазмонов и др.) наталкивается на специфические проявления их поведения, обусловленные строением кристаллических решеток. Специфическое поведение элементарных возбуждений в ЩГК, полупроводниках и металлах особенно резко проявляется при сопоставлении радиационных эффектов, возникающих в них.

Например, дозы облучения, при которых значительно изменяются электрические, оптические, прочностные свойства металлов на много порядков превышают дозы, приводящие к значительному нарушению актуальных физических свойств ЩГК. Для металлов характерен механизм дефектообразования, основанный на модели упругого смещения атомов на узлах кристаллической решетки в междоузлия под действием частиц достаточно больших энергий.

В полупроводниках наряду с механизмом упругого смещения немалый вклад в дефектообразования привносится возбуждением электронной подсистемы. Названные электростатическими механизмы образования дефектов основаны на возникающей электростатической неустойчивости атомной конфигурации при создании заряженных электронных возбуждений.

В ЩГК ситуация совершенно другая. Здесь основной механизм создания радиационных дефектов связывают с рождением пар дефектов Френкеля (ПДФ) при распаде автолокализующихся экситонов (АЛЭ) и рекомбинации электронов и дырок

[1].

Постановка задачи. Цель настоящей работы заключается в том, чтобы на примере чистых и легированных кристаллов KI и RbI выяснить специфику излучательного распада экситонов и излучательных и безызлучательных рекомбинаций электронов и дырок в группе ЩГК с малой эффективностью радиационного дефектообразования.

Материалы и методы исследования. При решении поставленной задачи были изучены максимально чистые кристаллы и кристаллы, легированные изоморфными примесями ($^+$, $^+$, $^+$ и др.).

Мы использовали высокочувствительную люминесцентную методику обнаружения и изучения анионных ПДФ. Учитывая высокую радиационную устойчивость монокристаллов иодидов, мы наряду с вакуумной ультрафиолетовой радиацией применяли для облучения и источник рентгеновской радиации. Особое внимание было уделено исследованию мало изученных процессов создания отжига долгоживущих анионных пустых узлов (вакансий) – так называемых α – центров и междоузельных

ионов (интерстициалов)- I- центров [2].

Для KI возможность создания F- центров ВУФ – радиацией изучена в [3]. При 80 К спектра создания F – центров охватывают область экситонных и межзонных переходов, а также область 13эВ, где энергия горячих фотоэлектронов достаточна для рождения вторичных экситонов [1].

Результаты исследования. Мы предприняли попытку создать ВУФ – радиацией в KI α – центры. Эксперимент при 4,2 К по созданию α , I-пар при распаде создаваемых оптически экситонов оказался очень трудным. Лишь после максимально интенсивного и длительного (2 часа) облучения KI фотонами 5,97эВ с трудом удалось зафиксировать крайне слабый сигнал α -люминесценции. Спектр возбуждения выделенного над фоном свечения до облучения приведен на рис.1а (кривая 2). Максимум α - возбуждения 5,2эВ соответствует полосепоглощения α - центров [4]. В облученных кристаллах KI при стимуляции фотонами 5,2эВ возникает α -люминесценция 2,23эВ, интенсивность которой при малых коэффициентах поглощения пропорциональна α -поглощению (рис.1) и, следовательно, числу анионных вакансий. Следует отметить, что нагрев кристалла до 130 К повышает эффективность создания α -центров. Спектр излучения созданных облучением при 130 К α -центров после охлаждения до 4,2 К приведен на рис. 1а (кривая 3). Как видно, он имеет максимум при 2,23эВ. Люминесценция α -центров, созданных X-радиацией в KI , была так же измерена.

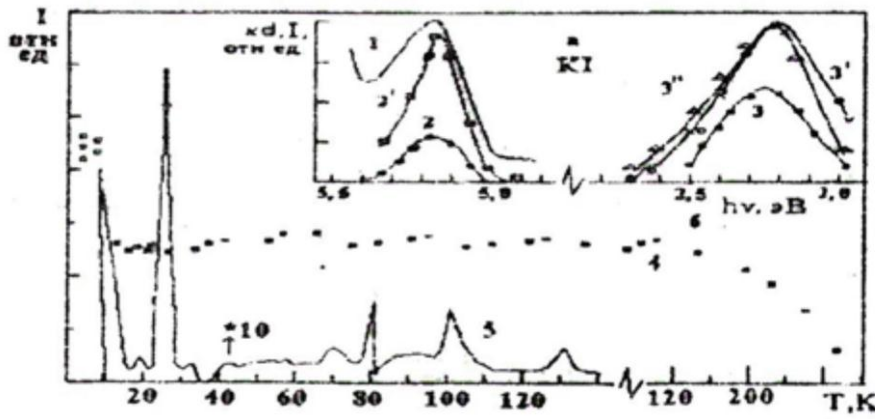


Рис.1. Оптические (а) и термоактивационные (б) характеристики α -центров в KI

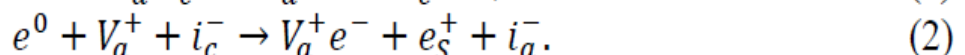
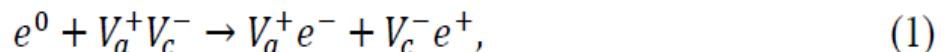
На рис.1а (кривые 3 и 3'') проиллюстрированы результаты этих измерений: приведены спектры α -центров, созданных при различных температурах (4,2; 40 и 70 К). причем замечено, что максимум полосы α -свечения (2,23эВ) при создании α -центров при $T \geq 100$ К сдвигается в коротковолновую сторону на 20-30мэВ. Попытка зарегистрировать создание α -центров при распаде оптически созданных e^-e^+ -пар ($h\nu_B = 7.7\text{эВ}$) при 4,2 К не увенчалась успехом из-за слабой окрашиваемости KI при этих условиях.

Ряд экспериментов был осуществлен нами KI-Na. При возбуждении KI-Na при 4,2 К фотонами 5,97эВ возникает люминесценция α -центров, возбуждаемая в полосе поглощения с максимумом 5,2эВ. Аналогичный эксперимент при 120 К и возбуждении фотонами 6,05эВ дает еще более сильный сигнал α -люминесценции. Следует отметить, что возрастание эффективности создания α -центров при 120 К совпадает с областью теплового тушения свечения триплетного АЛЭ и это совпадение вряд ли случайно.

При 4,2 К распад оптически созданных экситонов приводит к рождению не только α -центров, но и F- центров. Кристалл KI при 4,2 К 2 часа облучался фотонами 5,97эВ и после этого стимулировался фотонами 1,87эВ (в F - полосе поглощения, см. [4]). При этом монохроматором была выделена люминесценция - 3,31эВ.

При рекомбинационном создании экситонов ($h\nu_B = 7.70\text{эВ}$) распад последних приводит к созданию F- центров, однако, как отмечено выше, α -центры практически не создаются.

В кристалле KI-Na после возбуждения при 4,2 К фотонами 5,97эВ, создающими свободные экситоны (СЭ) по стимуляции фотонами 1,87эВ свечения АЛЭ, мы зафиксировали слабое создание F- центров. Слабое создание F- центров зарегистрировано также и при облучении кристалла фотонами 5,82эВ, которые возбуждают экситоны около ионов Na^+ , и при облучении фотонами 5,75эВ, которые преимущественно возбуждают экситоны около парных ионов натрия - Na^+Na^+ . Эти эксперименты, естественно, еще не доказывают существования в KI низкотемпературного распада экситонов с рождением F, H-пар, так как из-за большой подвижности экситонов в KI при 4,2 К могут возникать вторичные реакции как с дорадиационными дефектами (напр., дивакансиями- $V+V\sim$), РД (напр., α , 1-парами):



При оптическом возбуждении F- центров в случае реакций (1 и 2), может возникать туннельная люминесценция (ТЛ) $e^0(V_c\sim)$ или e^0 .

В работе [5] измерен спектр возбуждения фотостимулированной в F- полосе поглощения люминесценции в области $\sim 3\text{эВ}$ для номинально чистых кристаллов KI при 12 К. Он имеет при 5,75 эВ и пологий бесструктурный спад в области экситонного поглощения. На этом основании в [5] сделан вывод, что СЭ после автолокализации в регулярных участках решетки испытывают распад с рождением F, H-пар. Если это так, то остается непонятным отсутствие на кривой создания F, H-пар коротковолнового максимума в области спада экситонной полосы поглощения. Учитывая известные нам данные о загрязненности KI ионами натрия и о характеристиках экситонов, локализованных около Na^+ или Na^+Na^+ , к

выводу работы [5] следует отнестись с осторожностью. По нашим данным, именно в области 5,75эВ велика вероятность создания экситонов, локализованных как около ионов Na^+ , так и около парных ассоциаций Na^+Na^+ . Как показано нами ниже, такие возбуждения испытывают диссоциацию с образованием V_{KA} - и F - центров, оптическая стимуляция последних и приводит к появлению свечения 3,0эВ.

Используя высокочувствительную методику регистрации α , 1-пар по люминесценции, возбуждаемой в α - полосе поглощения, мы довольно легко зарегистрировали отжиг α , 1-пар в кристалле KI, облученном X - радиацией при дозах в сотни раз меньших, чем это необходимо при использовании абсорбционного метода. На рис.1б приведен отжиг наведенной облучением фотостимулированной α -люминесценции в KI. Как видно, около половины созданных радиацией вакансий отжигается лишь при 220-260 К. Отжиг α , 1-пар в кристалле KI высокой чистоты осуществляется, по крайней мере, в несколько четко разделенных стадий в области 8-13; 21-26 и 220-260 К.

На рис. 1б приведена также кривая интегральной термостимулированной люминесценции (ТСЛ) облученного X - радиацией при 4,2 К KI. Характерные пики зарегистрированы при 12,2; ~20,5; 25,7; 33; 60; 72; 87; 100 и 130 К. на кривой ТСЛ KI хорошо выложены пики 12,2 и 25,7 К. они соответствуют двум основным стадиям низкотемпературного отжига α - центров (см. рис. 1б) и связаны с прыжковой диффузией междоузельных ионов галоида - I центров, так как при нагреве I - центры становятся подвижными и рекомбинируют с α - центрами, расположенными на разных расстояниях от стартового положения первых. В работе [6] получена кривая поглощения KI, облученного X - радиацией при 4,2 К в течение 29 часов. Несмотря на такую продолжительность облучения полоса поглощения I-центров не промерялась. Поэтому по аналогии с другими ЩГК [1], и учитывая наши данные, мы заключаем, что при 12,2 К рекомбинируют близкие α - и I-центры (обозначим «близкие» α , 1-пар), а при 25,7 К- более далекие α - и I-центры («далекие» α , 1-пар). Отметим также, что относительно большему числу отжигаемых «близких» α , 1-пар соответствует более слабый пик ТСЛ (12,2 К), а меньшему числу «далеких» α , 1-пар соответствует сильный пик ТСЛ (25,7 К). Эта ситуация характерна для всех исследованных ЩГК [1].

Часть I-центров, как и других ЩГК несомненно рекомбинирует с F-центрами. Освобождающиеся при этом электроны рекомбинируют с V_K - центрами или захватываются H-центрами и оба эти процесса, в принципе, должны сопровождаться люминесценцией [1]. Поэтому, следуя [7], мы в KI изучили спектральный состав люминесценции пиках ТСЛ. Обнаружено (рис.2), что во всех низкотемпературных пиках в области 8-80 К, включая и пики 12,2 и 25,7 К доминирует только свечение АЛЭ- триплетное (3,31эВ) и синглетное (4,15эВ).

По данным [6], отжиг H-центров, созданных X-радиацией, осуществляется при 15-35 и 50-75 К. Измеренный в [6] отжиг F- и H- центров осуществляется коррелированно и наиболее сильно выражен при ~ 20 К. Однако причина этого осталась невыясненной, как и то, с каких температур начинается термоактивированное движение H- центров.

По нашему мнению, здесь возможны два пути. Во-первых, происходит взаимная рекомбинация F- и H- центров в результате делокализации H- центров с температурой, развивающейся в области ~ 20 К. Во-вторых, в принципе, возможно уменьшение числа

F- и H- центров в результате вторичных процессов. Такими процессами могут быть освобождение электрона по реакции



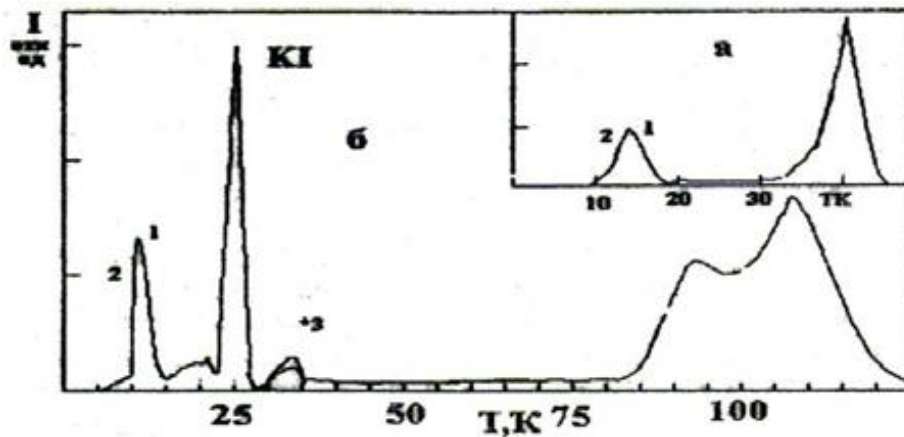
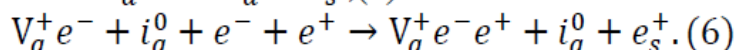
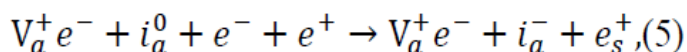


Рис.2. Кривые ТСЛ рентгенизованного при 4.2 К кристалла KI и его последующая рекомбинация с Н-центром



Отметим, что часть созданных F, Н-пар перезаряжается при X- облучении создаваемыми e^- и e^+ по следующим реакциям:



Рекомбинационные процессы, происходящие в тройках дефектов, естественно, дадут ТСЛ. Наши данные по ТСЛ показывают, что с низкотемпературной стадией отжига Fi Н-центров (по [6]) коррелирует четко выраженный пик ТСЛ~20,5 К. Таким образом, если высветить созданные облучением F-центры и вновь снять кривую ТСЛ, то пик ТСЛ~20,5 К должен уменьшиться, если в этой области температур происходит миграция Н-центров. Наши данные, приведенные на рис.2а, позволили заключить, что в Шсамая низкотемпературная термоактивированная миграция Н-центров происходит в области ~20,5 К.

Как видно из рис.1б, для KI в области ~29,55К имеется серия слабых пиков ТСЛ. Это предположительная область высокотемпературного отжига Н-центров. По нашему мнению, слабость пиков ТСЛ по сравнению с F-пиками вызвана малостью числа F^1 - центров по сравнению с F-центрами [6]. Аналогичная зависимость имеет место во всех ЩГК. Пики ТСЛ 29-55 К связаны с отжигом далеко отстоящих от других дефектов Н-центров. Рекомбинация подвижных Н-центров с F^1 -центрами приводит к освобождению электронов, которые при взаимодействия с V_k -центрами дают свечение АЛЭ (рис. 2).

По положению пики в области 55-90 К по аналогии с другими ЩГК можно предварительно соотнести с $H_{ди}$ и I_A — стадиями отжига. Эти центры образуются захватом мигрирующих Н- и I- центров неконтролируемыми примесями натрия и другими дефектами, которые в KI всегда имеются. Примером может служить появление мощного нового пика ТСЛ 87 К (рис. 3, кривая 3), который связан с введением ионов Li^+ в кристалл KI.

Наконец, пик при 100-108 К, несомненно, соответствует в KI прыжковой диффузии V_k -центров. Как известно, температура делокализации V_k -центров лежит именно в этой области [1]. Отметим, что часть α -центров отжигается лишь при 220-260 К, (см. рис.1б), когда катионные вакансии (V_c^-) становятся подвижными и при ассоциации с анионными вакансиями (V_a^+) превращаются в дивакансии ($V_c^- V_a^+$).

Совершенно отличная от KI картина дефектообразования наблюдается при введении в KI примесей Na^+ или Li^+ . Результаты наших исследований представлены на рис. 3. Как видно из рисунка, введение в KI примеси Na^+ или Li^+ ($5 \cdot 10^{-4}$ мол. долей) приводит при 4,2К к практически полному исчезновению создания коррелированных α , I-пар (сравни с рис. 1б). На кривой отжига α -центров полностью отсутствуют низо температурные стадии отжига α -центров (8-13, 21-26 К в KI), а на кривой ТСЛ — отсутствуют пики 12,2 и 25,7 к. В

меньшем количестве, чем в KI в KI-Na и KI-Li создаются лишь α -центры, отжигающиеся на высокотемпературной стадии отжига 220-260 K. Вместе с тем, в этих кристаллах появились новые пики ТСЛ: в KI-Na-24,7 K, а в KI-Li-30,2 K.

Кроме излучательной аннигиляции экситонов в KI (полосы свечения 4,15 и 3,31 эВ) и распада на ПДФ (α , I и F, H-пары) нами также была обнаружена при низких температурах диссоциация экситонов на $e^- e^+$ -пары. Подробный анализ реакций диссоциации экситонов и их экспериментальных проявлений дан в обзоре [1].

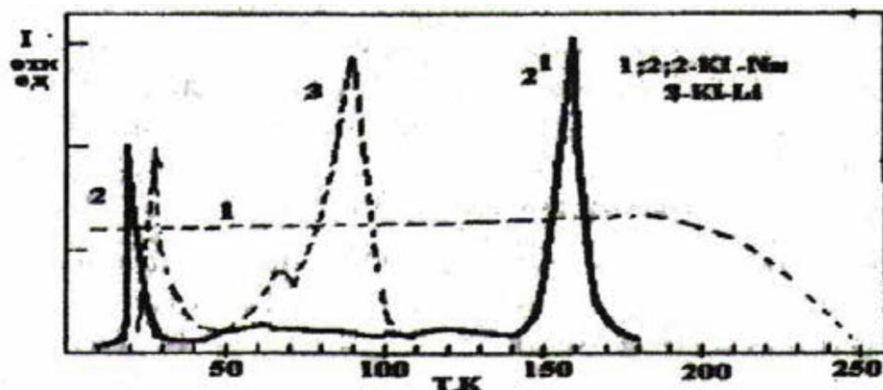


Рис. 3. Отжиг стимулируемый фотонами 5.20 эВ α -люминесценции+и 2.23 эВ (I) для x -облученных (60 мин) при 4.2 K кристалла KI-Na.,

Обращено внимание, что диссоциация экситонов в иодидах на примесях может быть существенной. На рис. 4 приведены спектры фотостимулированного в F-полосе поглощения свечения для кристаллов KI-Na и KI-Li при разных температурах, которые отражают рекомбинацию $V_K V_{KA}$ -центров (полоса 3,31 эВ); V_{KA} (Na)-центров (полоса 3,0 эВ) и V_{KA} (Li)-центров (полоса 2,78 эВ) с электронами F-центров, а интенсивность этих полос характеризуют относительно количество дырок, автолокализованных либо в ненарушенной решетке, либо локализованных на ионах Na^+ или Li^+ . Обращает на себя внимание две области температур -4,2-25 K (I) и 50-80 K (II): область (I), где автокализация СЭ затруднена, и они пробегают большие расстояния, и область (II), где автолокализация СЭ облегчена термоактивированными процессами и расстояние пробега СЭ значительно меньше.

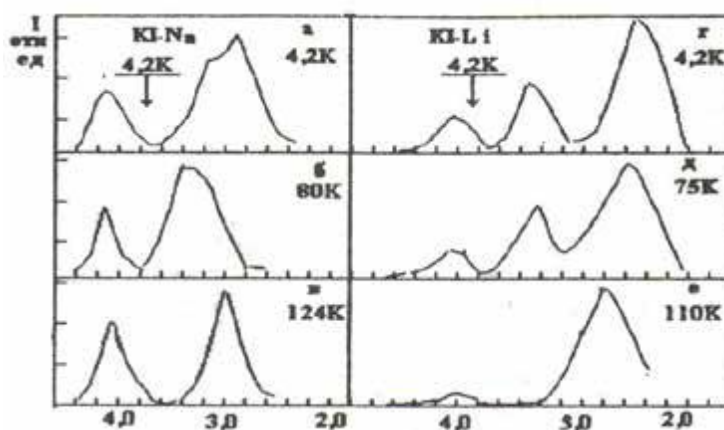


Рис. 4. Нормированные спектры стимулированной в F-полосе поглощения (1,86 эВ) люминесценции при 4.4 K кристаллов KI-Na-левая половина и KI-Li-правая половина, рентгенизированных при 4.2 (а,г). 75(д), 80(б), 110(е) и 124K (в).

Как видно отношение интенсивностей полос 3,31 и 3,0 эВ, а также 3,31 и 2,70 эВ изменяются при переходе из (I)→(II): происходит относительное уменьшение интенсивности примесных полос свечения. Это означает, что происходит уменьшение запаса дырок на примесных центрах (т.е. уменьшение числа V_{KA}). Поскольку, как известно, автолокализация дырок безбарьерна, то этот эффект может быть понят как результат реакции СЭ с примесями, иными словами, как проявление диссоциации экситона на примесях (Na^+ ; Li^+), величина которого зависит от числа экситона, (добарьерно или послебарьерно) локализующихся на них. Последнее четко подтверждается полученными соотношениями интенсивностей полос свечения АЛЭ и экситоноподобных примесных свечений при крайних (актуальных для

рассматриваемого эффекта) температурах 4,2 и 70 К в KI-Na и KI-Li (см. Рис. 5).

Таким образом, на примере легированных KI впервые экспериментально доказан эффект атермической низкотемпературной диссоциации экситонов на примеси.

При исследовании процессов создания дефектов в ЩГК обычно обращается внимание на различие эффективности двух основных механизмов создания дефектов Френкеля: рекомбинационного (электронно-дырочного) и экситонного. При этом экситонный механизм создания α , I-пар значительно более эффективен, чем электронно-дырочный [4-7] и этот факт хорошо подтверждается в хлоридах и бромидов щелочных металлов в работах тартусских физиков (см., например, [1]). Однако, отметим, что электронно-дырочный механизм тем не менее дает заметный вклад в общее число созданных дефектов. Совершенно иная картина наблюдается в кристаллах KI. Рассмотрим физические процессы, демонстрирующие эту ситуацию.

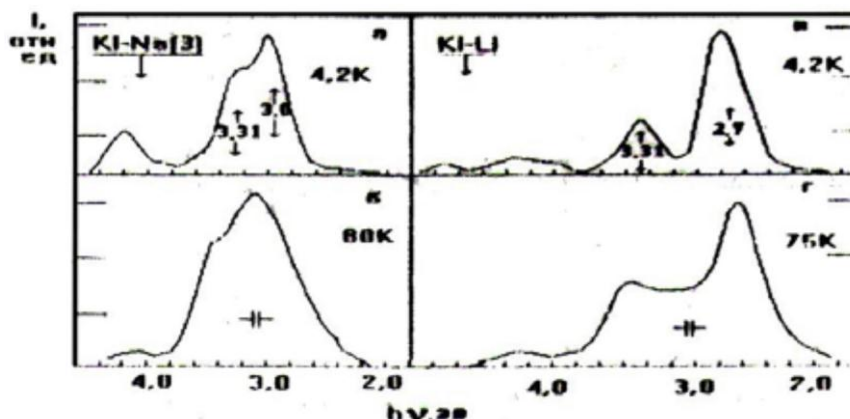


Рис. 5. Нормированные спектры рентгенолюминесценции кристаллов KI-Li-левая половина и KI-Li-правая половина при различных температурах: 4,2 (а,в), 75 (г), 80 (б).

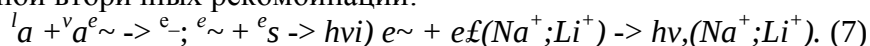
К сожалению, для дискриминации эффективностей электронно-дырочных и экситонных механизмов образования ПДФ в KI мы не могли применить обычно используемый для щелочных хлоридов и бромидов метод селективного облучения кристаллов ВУФ-радиацией в области создания разделенных электронов и дырок и экситонов, поскольку для этого потребовались бы сотни часов облучения при 4,2 К. Поэтому нами был выбран другой путь. Известно [2,7], что X-радиация в KI при 4,2 К, кроме разделенных электронов и дырок, генерирует заметное количество (7-8%) прямо созданных СЭ. Как известно, эти СЭ в отличие от безбарьерно автокализующихся дырок (см. напр., [8]) вследствие барьера для автокализации пробегает по кристаллу значительные расстояния. Этот факт можно использовать для дискриминации двух вышеописанных механизмов дефектообразования, если в кристалл завести, например, гомологическую катионную примесь (Na^+ или Li^+), на которую будут стекаться практически все СЭ и число актов распада АЛЭ в регулярных узлах решетки будет сведено до минимума. В то же время релаксированный

(электронно - дырочный) компонент распада АЛЭ вследствие существенно меньшей длины пробега дырок потенциально будет еще значителен.

Эксперимент показал, что введение в КІ примеси Na^+ и Li^+ , во-первых, приводит (см. рис.3) к полному исчезновению низкотемпературной стадии отжига α -центров (область 8-13 К), а следовательно, (как показано выше) и к созданию «близких» α , 1-пар. На кривых ТСЛ (рис. 3) сопутствующий этому отжигу пик также полностью отсутствует. Также отсутствуют стадия и пик ТСЛ 25,7 К, который соотносится с отжигом «далеких» α , 1-пар. Введение примесей Na^+ или Li^+ полностью выключило механизм образования «близких» и «далеких» α , 1-пар и сопутствующие им вторичные процессы в I, F, V_K - тройках. В то же время, для КІ- Na и Ю- Li , как следует из наших исследований, количество рекомбинационно созданных АЛЭ в регулярных узлах в этих кристаллах значительно и составляет не менее 50% от чистого КІ. И, тем не менее, столь большое число ($V_K + \cdot$)-рекомбинаций практически не участвует в формировании вышеназванных для КІ дефектов Френкеля. Из наших данных, по ТСЛ для КІ и КІ- Na оценка отношения эффективностей электронно-дырочного механизма к экситонному составляет не более 10^{-5} . Отметим также, что в [8] показано, что рекомбинация, V_K -центров созданию Н - центров в пикосекундном диапазоне времен регистрации.

Таким образом, можно заключить, что единственной причиной создания ПДФ при гелиевых (4,2 К) температурах в КІ является распад прямо созданных экситонов.

Как следует из литературных данных, по активированным гомологическими катионными примесями ЦГК околопримесные экситоноподобные возбуждения в основном рападаются излучательно с характерным спектром свечения [1,2,7]. Наши результаты показывают, что в КІ излучательная аннигиляция околонатриевых и окололитиевых экситонов также эффективная и приближается к эффективности излучательного распада собственных экситонных возбуждений. В то же время, как показали измерения ТСЛ для КІ- Na и КІ- Li , в этих кристаллах также идет дефектообразование, но по эффективности и характеру созданных дефектов существенно отличается от КІ. Наиболее сильные пики наблюдаются в актуальной области при 24,7 К в КІ- Na и при 30,2 К в КІ- Li . Эти пики по своему местоположению попадают в области отжига «далеких» α , 1-пар чистого КІ, но ниже по интенсивности аналогичных пиков ТСЛ в КІ. Нам представляется естественным также сопоставить эти пики отжигу «далеких» (но иных, чем в КІ) I-центров и связать их появление с цепочкой вторичных рекомбинаций:



Встает вопрос, каким образом при отсутствии создания «близких» α , 1-пар создаются «далеких» I-центры и сопутствующие им тройки дефектов I, F, V_K и I, F, V_{KA} , когда все СЭ оказываются локализованным на примеси. Ситуацию, по нашему мнению, можно представить следующим образом.

Примесный ион (Na^+ или Li^+) можно рассматривать в узле кристаллической решетки как маленький ион в катионной вакансии, находящийся к тому же в нецентральносимметричной конфигурации. В таком случае возникает благоприятная ситуация для распада анионных экситонов около примеси, вследствие чего большие анионы, минуя «широкие катионы ворота» с большей легкостью, чем в КІ, могут выходить в междоузлия. В связи с этим понятно и наличие далеко отстоящих от других дефектов I-центров в этих в объектах. Такое объяснение поддерживает и факт высокотемпературного сдвига I-пика ТСЛ (30,2 К) в КІ- Li по сравнению с КІ- Na (24,7 К); около меньшего катионного иона возможен более дальний вылет иона галоида.

Заключение. Отметим, что было бы целесообразно, исследовать радиационное создание, отжиг α -центров и термостимулированную люминесценцию в других иодидах щелочных металлов. Это дало бы возможность представить общую картину процесса дефектообразования в модельных кристаллах.

Автор считает приятным долгом поблагодарить Е.А. Васильченко за

плодотворное сотрудничество.

Список цитируемых источников

1. Лущик Ч.Б., Лущик А.Ч. Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах. –М.: Наука. 1989. с.262.
2. Васильченко Е.А., Лущик Ч.Б., Осмоналиев К. Автолокализация экситонов и создание радиационных дефектов в KI и RbI. – Физика твердого тела, - 1986. – Т.28. - №7. – с.1991-1997.
3. Goldstein F.T. F-center formation by fundamental absorption in KI. Phys. stat. sol., 1967, v.20, № 1, pp. 379-393.
4. Kamejima T., Fukuda A., Shionoya S. Polarization of Luminescence of α -center in KI. –Phys. Lett., 1968, v. 26 A, №11, pp. 555-556.
5. Интерберг Л.Э., Берзиня Б.Я. Создание термически стабильных Н-центров в кристалле KI. – Изв. АН Латвии, 1982. -№3. –с.121-123.
6. Акилбеков А.Т., Даулетбекова А.К., Эланго А.А. Создание и отжиг дефектов в кристаллах KI и KI-Na, облученных рентгеновскими лучами. –Труды ИФ АН Эстонии, 1985. - Т.57. - с.87-100.
7. Осмоналиев К. Низкотемпературный излучательный и безразлучательный распад электронных возбуждений в иодидах щелочных металлов. – Автореферат дисс.канд.физ. – мат.наук. – Тарту, 1987. –с.16.
8. Suzuki Y., Hirai M. Picosecond spectroscopic studies with defects formation in alkali halides. – Semicond. and Insulator, 1983, v.5 № 3/4, pp.445-455.

Рецензенты: *Шаршеев К.Ш.* - доктор физико-математических наук, профессор НАН КР *Ибрагимов Р.Ш.* - кандидат технических наук, доцент КНУ им. Ж. Баласагына