

Эффект расширения в зону сечения захвата электрона ловушкой с дискретным энергетическим уровнем в кристаллах γ -La₂S₃

© Е.М. Зобов[†], М.А. Ризаханов

Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук, 367003 Махачкала, Россия

(Получена 28 апреля 2000 г. Принята к печати 26 июля 2000 г.)

На примере электронной ловушки с дискретным уровнем $E_c = 0.2$ эВ в кристаллах γ -La₂S₃ представлены измеренные методом термостимулированной люминесценции данные о новом явлении — расширении в зону сечения захвата электрона. Величина эффекта достигает 4-х порядков ($10^{-23} - 10^{-19}$ см²). Предложена модель, согласно которой электронная ловушка $E_c = 0.2$ эВ представляет собой донор в составе донорно-акцепторных пар, распределенных по межатомному расстоянию и локализованных в области отрицательно заряженной дислокации. Расширение в зону сечения захвата электрона — результат разброса величины его модуляции в точках с различными значениями потенциала электрического поля дислокации.

Введение

Исследования методом индуцированной примесной фотопроводимости быстрых электронных ловушек (ЭЛ),¹ связанных с донорно-акцепторными парами (ДАП), одно-, двух- и многодонорными частицами в соединениях A^{IV}B^{VI} [2–9], показывают, что они обладают не только характерными для точечных дефектов с притягивающим потенциалом большими сечениями захвата электронов ($S_t \geq 10^{-15}$ см²), но и в соответствии с теорией безызлучательного захвата носителей заряда [10] их сечения S_t уменьшаются по мере роста энергии ионизации (E_i) центра.

Анализ же известных сведений о кинетических свойствах медленных ЭЛ ($R \ll 1$) в полупроводниках позволяет говорить о двух группах ЭЛ этого сорта. Медленные ЭЛ первой группы характеризуются теоретически предсказываемыми кинетическими свойствами. ЭЛ второй группы обладают аномальными кинетическими свойствами. Они фотоэлектрически неактивны [9,11] и, как показывают результаты исследования термостимулированных явлений, могут иметь сечения S_t , которые независимо от природы ЭЛ экспоненциально падают до весьма малых значений 10^{-25} см² по мере уменьшения энергии, выделяемой при локализации электронов (см., например, [6,9,11–16]). Если оставаться в рамках классических представлений об индивидуальном характере кинетических параметров и медленных ЭЛ второй группы, то их объяснение встречает значительные трудности как с точки зрения статистического аспекта зарядового состояния центра, так и с точки зрения динамического аспекта механизма захвата носителей заряда на них.

Ранее [6,11] одним из авторов данной работы предложена модель, согласно которой ЭЛ с аномальными кинетическими свойствами — точечные дефекты, размещенные в области коллективных электрических полей

крупномасштабных нарушений кристаллов. Если сечения S_t быстрых и нормальных медленных ЭЛ являются собственными (не возмущенными другими дефектами), то сечения ЭЛ, локализованных в области макронеоднородностей, приобретают по причине модуляции коллективными потенциальными полями эффективный характер, и они в первом приближении могут быть заданы как $S_t = S_{t0} \exp(-\varphi/kT)$. Здесь S_{t0} — собственное сечение, φ — высота рекомбинационного макробарьера. Данная модель наряду с объяснением известных аномальных кинетических свойств медленных ЭЛ (например, экспоненциальный рост сечений S_t с увеличением E_i) приводит к ряду других следствий [11]. В частности, сечение S_t отдельно взятой ЭЛ может без изменения энергетического спектра расширяться в зону. Необходимым условием для этого является распределение атомов ЭЛ по всему объему макронеоднородности, в пределах которого потенциал поля претерпевает изменение.

В настоящей работе впервые на примере ЭЛ с дискретным уровнем $E_c = 0.2$ эВ в кристаллах γ -La₂S₃ представлены измеренные методом термостимулированной люминесценции (ТСЛ) экспериментальные доказательства реализации эффекта расширения в зону сечения S_t .

Фотоэлектрические и термолюминесцентные свойства γ -La₂S₃

Спектр фотопроводимости неохлажденных кристаллов γ -La₂S₃ состоит из двух полос — собственной и примесной (рис. 1, кривая *a*). Если фоточувствительность к собственному свету возрастает по мере понижения температуры, то фоточувствительность к примесному свету при этом вначале растет, достигая максимальной величины в окрестности точки $T = 190$ К, а потом падает с энергией дезактивации 0.06 эВ. При 90 К в спектре фотопроводимости наблюдается только одна собственная полоса (рис. 1, кривая *b*).

[†] E-mail: kamilov@datacom.ru

¹ Согласно сложившимся представлениям, быстрые ЭЛ — это центры, для которых отношение вероятности захвата на них электронов к вероятности рекомбинации последних $R \gg 1$ [1].

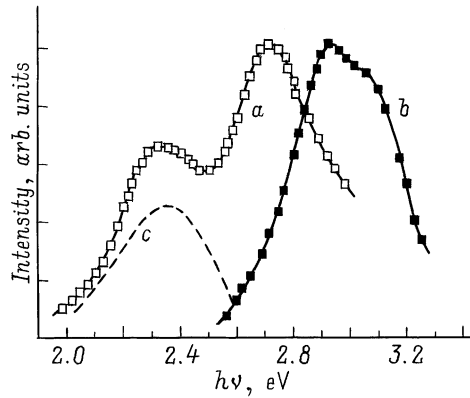


Рис. 1. Спектры фотопроводимости кристаллов γ -La₂S₃, измеренные при 295 (a) и 90 К (b). c — кривые зависимости амплитудных значений интенсивности дочерних полос ТСЛ от энергии фотонов предварительного возбуждения.

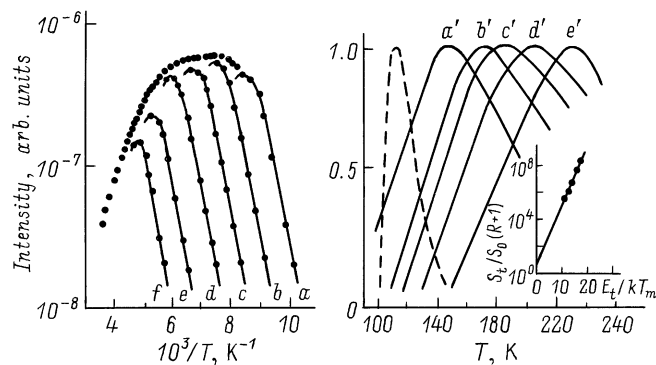


Рис. 2. a — интегральный спектр ТСЛ кристалла γ -La₂S₃, измеренный по методике предварительного возбуждения интегральным светом из области примесной полосы фотопроводимости ($h\nu \cong 2.0$ – 2.6 эВ). b–f — рассчитанные кривые ТСЛ. Точки на кривых — экспериментальные значения интенсивности ТСЛ, измеренные по методу ”термоочистки”. a'–e' — серия нормированных дочерних полос ТСЛ γ -La₂S₃. Они наблюдаются при предварительном возбуждении фотонами с энергией $h\nu$, эВ: a' — 2.58, b' — 2.48, c' — 2.3, e' — 2.07. Штриховая кривая — ТСЛ, наблюдаемая при предварительном возбуждении собственным светом ($h\nu \cong 3.0$ эВ). Скорость записи спектров ТСЛ $\beta = 0.16$ К/с. На вставке — прямая — универсальная $[S_t/S_0(R+1), E_c/kT_m]$ диаграмма [24]. Точки на диаграмме соответствуют характеристическим параметрам ЭЛ $E_c = 0.2$ эВ и дочерних полос a'–e'.

ТСЛ γ -La₂S₃ обладает рядом нетривиальных свойств. Эти свойства наиболее наглядно проявляются в измерениях по методике, допускающей вариацию фотонного состава света как фактора предварительного возбуждения кристаллов. Если в качестве низкотемпературного предварительного возбуждения использовать интегральный свет из области примесной фотопроводимости ($h\nu \cong 2.0$ – 2.6 эВ), то в спектре ТСЛ наблюдается одна широкая полоса со слабо выраженной структурой (рис. 2, кривая a). Переход к процедуре возбуждения

примесными фотонами той или иной энергии приводит к ее распаду на серию дочерних полос. Из них наиболее высокотемпературная полоса соответствует фотонам наименьшей энергии, и она испытывает сдвиг в область низких температур по мере увеличения энергии $h\nu$ в пределах спектра примесной фотопроводимости (рис. 2, кривые a'–e'). Максимальная величина $h\nu$ -сдвига полосы ТСЛ составляет 85 градусов. Предварительное возбуждение собственным светом приводит к спектру ТСЛ с одной дискретной полосой $T_m = 110$ К иной природы (рис. 2, штриховая кривая). Она в условиях комбинированного возбуждения собственным и примесным светом примыкает к широкой полосе ТСЛ со стороны низких температур.

ТСЛ γ -La₂S₃ обладает рядом и других свойств. Зависимость интенсивности ТСЛ в точках максимумов насыщенных по амплитуде дочерних полос от энергии примесных фотонов повторяет профиль полосы примесной фотопроводимости (ср. кривые a и c на рис. 1). Предварительное возбуждение γ -La₂S₃ примесным светом при температуре 90 К, обязательное для наблюдения ТСЛ, не сопровождается фотопроводимостью и фотолюминесценцией.

Термостимулированные токи в γ -La₂S₃ обладают аналогичными свойствами. Об этом свидетельствуют и не доведенные до оценки кинетических параметров ЭЛ результаты первых исследований термостимулированных токов в γ -La₂S₃ [17].

1. Эффект расширения в зону сечения S_t

Как правило, интерпретация структурно сложных термостимулированных спектров осуществляется в предположении об их связи с адекватным числу полос набором ЭЛ, каждая из которых выделяется дискретными параметрами E_t и S_t . Спектр ТСЛ γ -La₂S₃, наблюдаемый при воздействии интегральным примесным светом (рис. 2, кривая a), может быть причислен к структурно сложным. Однако его анализ методом ”термоочистки” приводит к концепции о новом типе ЭЛ с одним уровнем $E_c = 0.2$ эВ и сечением S_t , расширенным в зону шириной 10^{-23} – 10^{-19} см².

Энергия $E_t = 0.2$ эВ измерена по наклону прямых зависимости логарифма интенсивности ТСЛ на начальном участке ее роста от обратной температуры [18,19]

$$\ln I = C - \frac{E_t}{kT}. \quad (1)$$

В соответствии со сказанным о моноэнергетическом характере спектра ЭЛ $E_c = 0.2$ эВ наклоны прямых (1), выделенных в пределах широкой полосы ТСЛ методом ”термоочистки”, совпадают (ср. кривые a–e на рис. 2) и равны 0.2 эВ (± 0.01). Сечения оценивались

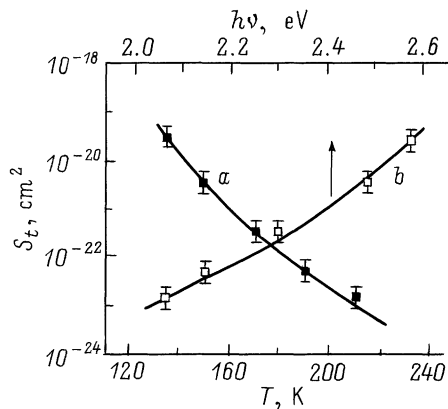


Рис. 3. Зависимости сечения S_t ловушки $E_c = 0.2$ эВ от температуры максимума дочерних полос ТСЛ γ - La_2S_3 (а) и энергии фотонов возбуждения ТСЛ (б).

по формуле [20,21]

$$S_t = \frac{\beta I_{\text{ext}}}{\nu N_c \Delta T}, \quad (2)$$

что, как и широко внедренный в практику метод (1), требует для своей реализации выделения начального участка роста ТСЛ. В формуле (2) β — скорость нагрева образца при записи спектра ТСЛ, N_c — эффективная плотность электронных состояний в зоне проводимости, ν — тепловая скорость электронов. Величина I_{ext} — экстраполированное значение интенсивности ТСЛ в точке пересечения прямой (1) с ординатой $T^{-1} = 0$ при условии, что амплитудное значение интенсивности ТСЛ нормировано и равно единице (в отн. ед.). В случае сложных спектров полуширина ΔT без риска допустить большую ошибку может быть определена как удвоенное значение полуширины низкотемпературной части дискретной полосы, выделяемой методом термоочистки. Формула (2) при том же условии нормирования амплитудных значений может использоваться для оценки сечения S_t не только методом ТСЛ, но и другими термостимулированными методами.

Зависимости сечения S_t от энергии фотонов предварительного возбуждения дочерних полос ТСЛ и температур максимумов последних T_m представлены на рис. 3.

О достоверности значений E_t и S_t , измеренных методами (1) и (2), свидетельствует хорошее согласие геометрии экспериментальных полос ТСЛ (на рис. 2 они выделены точками) и рассчитанных на основе выражения [22,23]

$$I(T) = \nu_t \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) \exp\left[-\frac{\nu_t}{\beta} \left(\frac{kT^2}{E_t}\right)\right] \times \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) \left(1 + \frac{4kT}{E_t}\right) \quad (3)$$

полос (рис. 2, непрерывные кривые $a-f$). В расчетах $I(T)$ использованы экспериментальные значения E_t и частотного фактора $\nu_t = \nu N_c S_t = \frac{\beta I_{\text{ext}}}{\Delta T}$ (см. формулу (2)). Как

доказательство не только достоверности параметров E_t и S_t , но и принадлежности ЭЛ $E_c = 0.2$ эВ к классу медленных ЭЛ, эти параметры вместе с параметрами дочерних полос ТСЛ (см. вставку на рис. 2, точки) укладываются на предложенную ранее [24] универсальную $[S_t/S_0(R+1)]$, $[E_t/kT_m]$ диаграмму характеристических параметров термостимулированных спектров (T_m , β), и ЭЛ (E_t , S_t и R) в полупроводниках и диэлектриках (см. вставку на рис. 2, прямая) при условии, что фактор захвата $R = 0$. Наклон диаграммы к оси E_t/kT_m равен 0.45. Координаты начальной точки (5, 0). Величина $S_0 = \beta/n \cdot N_c \cdot T_m$.

Модель ЭЛ $E_c = 0.2$ эВ

Как правило, атомы ЭЛ и центры возбуждения ТСЛ пространственно разделены. Их электронные волновые функции не перекрываются, что исключает процесс прямого перехода носителей заряда между ними. Попытка корректной интерпретации нетривиальных особенностей поведения ТСЛ γ - La_2S_3 приводит к выводу о том, что соответствующие термолюминесцентно активные центры структурно сложны, а неравновесное накопление на них электронов может быть осуществлено лишь внезонным (межпримесным) способом.

Согласно предлагаемой многопараметровой модели, роль ЭЛ $E_c = 0.2$ эВ и центра их возбуждения (центра воз-

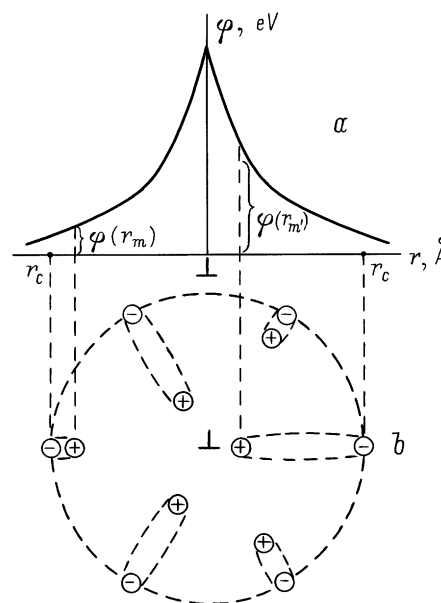


Рис. 4. a — гипотетические кривые изменения потенциала электрического поля отрицательно заряженной дислокации по мере удаления от ее ядра. r_c — расстояние от ядра дислокации до атомов акцептора ДАП. $\varphi(r_m)$, $\varphi(r'_m)$ — значения величины рекомбинационного барьера для электронов, захватываемых на ДАП с r_m и r'_m . b — сечение разреза дислокационной трубки. В плоскости сечения выделены для наглядности шесть произвольно взятых диполей с различными межатомными расстояниями r_m .

буждения ТСЛ) играют соответственно донор и акцептор одних и тех же ДАП с рядом необычных свойств. ДАП распределены по межатомному расстоянию (r_m) и локализованы вокруг отрицательно заряженной дислокации так, что атомы акцептора во всех парах занимают квази-эквидистантные позиции относительно ядра дислокации, а атомы донора хаотически распределены между ними и атомами акцептора. ДАП вместе с ядром дислокации формируют объемный пространственный заряд дислокационной трубки (рис. 4). Кинетические параметры донора в составе ДАП промодулированы электрическим полем дислокации. Степень модуляции зависит от их пространственной протяженности и поэтому ДАП распределены не только по r_m и энергии межпримесного перехода электронов $h\nu_m$, но и по сечению S_l . Донор, непосредственно играющий роль ЭЛ, наряду с основным ловушечным состоянием $E_c - 0.2$ эВ имеет возбужденное состояние $E_c - 0.06$ эВ. Распределение ДАП по r_m таково, что перекрытие электронных волновых функций в них имеет место только между возбужденным $E_c - 0.06$ эВ и основным $E_v + 0.54$ эВ состояниями донора и акцептора соответственно.

Здесь же отметим, что в поликристаллических образцах роль источника макроскопических электрических полей могут играть не только дислокации, но и межкристаллитные границы.

Объяснение фотоэлектрических и термолюминесцентных свойств

В рамках предлагаемой модели примесная фотопроводимость кристаллов $\gamma\text{-La}_2\text{S}_3$ — результат двухступенчатой ионизации ДАП. Первая оптическая стадия включает внутрицентральный переход электронов из основного состояния акцептора в возбужденное состояние донора (рис. 5, схема *a*, переход 1). На второй стадии осуществляется термический выброс электрона из возбужденного состояния донора в зону проводимости (переход 2).

Термооптические процессы по мере понижения температуры "замораживаются". Возрастает скорость перехода электронов, заброшенных светом на возбужденное состояние донора, в его основное состояние (переход 3). Примесная фотопроводимость $\gamma\text{-La}_2\text{S}_3$ испытывает, согласно экспериментальным данным, температурное гашение со скоростью, задаваемой энергией термоионизации возбужденного состояния донора $E_c - 0.06$ эВ.

Спектр ДАП, распределенных по r_m и $h\nu_m$, носит полиэнергетический характер (рис. 5, схема *b*). Отсутствие соответствующей структуры на спектрах примесной фотопроводимости (рис. 1, кривая *a*) — свидетельство того, что полуширина индивидуальных полос фотопроводимости намного больше энергетического зазора между соседними уровнями ДАП.

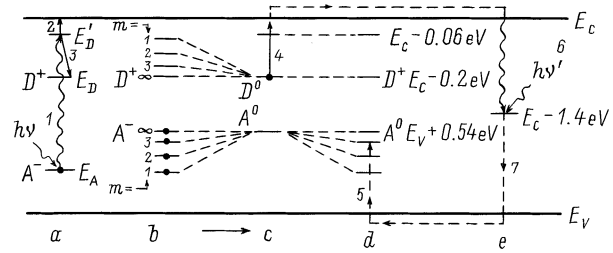


Рис. 5. *a* — схема энергетических уровней не возбужденных центров $(A^- - D^+)^0$ с определенным значением r_m . *b* — энергетический спектр основных состояний, распределенных по r_m ДАП в состоянии $(A^- - D^+)^0$. *c, d* — энергетический спектр ДАП в возбужденном состоянии $(A^0 - D^0)^{0*}$ и полувозбужденном состоянии $(A^0 - D^+)^+$. *e* — энергетический уровень центра рекомбинации. Электронные переходы, выделенные стрелками, описаны в тексте статьи.

По причине квантово-механического условия перекрытия лишь волновых функций основного состояния акцептора и возбужденного состояния донора электроны, поступающие в области достаточно низких температур внутрицентровым путем в основное состояние донора $E_c - 0.2$ эВ (рис. 5, схема *a*, переходы 1, 3), остаются связанными с ними. Они не могут участвовать ни в переходах основное состояние донора → зона проводимости, ни в межпримесных переходах донор → акцептор. Поскольку в этой области температур не только электроны, но и дырки, одновременно возникающие на атомах акцептора с их более глубоким состоянием $E_v + 0.54$ эВ, остаются также связанными, время жизни возбужденного (инверсно населенного) состояния ДАП может быть бесконечно большим. Такого рода трехуровневые системы представляют интерес для эффективного "консервирования" световой энергии.

Разрушение инверсно населенного состояния путем нагрева $\gamma\text{-La}_2\text{S}_3$ сопровождается ТСЛ, что является результатом термического выброса электрона из атомов донора ДАП в зону проводимости и их излучательной рекомбинации. Исследования спектрального распределения интенсивности ТСЛ приводят к выводу о том, что в роли центра рекомбинации выступают не ДАП, непосредственно ответственные за возбуждение и накопление светосуммы, а другой центр — $E_c - 1.4$ эВ (предположительно вакансия лантана [25]). Носители заряда, высвобождаемые из ДАП (рис. 5, схемы *c, d*, переходы 4, 5), поступают на центр $E_c - 1.4$ эВ через разрешенные зоны (рис. 5, схема *e*, переходы 6, 7). Отсутствие у ДАП рекомбинационной активности может быть объяснено двумя причинами. В области термоионизации донора $E_c - 0.2$ эВ вероятность перехода электронов из возбужденного состояния донора в зону проводимости больше вероятности их межпримесного перехода из этого состояния в основное состояние акцептора. Кроме того, термоионизация и переход донора в заряженное

состояние приводит к смещению уровня акцептора к валентной зоне и уменьшению времени жизни дырок, локализованных на нем. Термоионизация акцептора (рис. 5, схема *d*, переход 5), облегченная межпримесным взаимодействием [26], исключает также и электронные переходы зона проводимости → акцептор ДАП. Малые времена жизни носителей заряда, захваченных отдельно на ДАП, объясняют, почему последние не могут переходить в возбужденное (инверсно-населенное) состояние в условиях воздействия на γ -La₂S₃ собственным светом.

Предлагаемая модель, согласно которой за возбуждение ТСЛ ответственны низкотемпературные внутрицентровые электронные переходы в ДАП, не сопровождающиеся генерацией свободных носителей заряда, естественно объясняет и природу "скрытого" механизма возбуждения ТСЛ.

Переход ДАП в возбужденное состояние (D^0-A^0)* при поглощении примесных фотонов приводит к "конденсации" их *A*-, *D*-уровней в моноэнергетические строчки (рис. 5, схемы *b, c*). В силу этого обстоятельства в исследованных ТСЛ наблюдается только одно несмещенное по глубине ловушечное состояние $E_c - 0.2$ эВ, характерное для изолированного донора.

По мере перехода от компактных к пространственно протяженным парам атомы донора оказываются все больше и больше "втянутыми" во все возрастающее по величине потенциала электрическое поле дислокации (рис. 4). Величина потенциального барьера для электронов, переходящих на атомы донора ДАП, при этом возрастает, а их сечение S_i уменьшается. Так что налицо эффект расширения сечения донора S_i в зону. С ростом r_m уменьшается не только величина S_i , которая определяет температурное положение дочерних полос ТСЛ. Одновременно уменьшается и энергия межпримесных электронных переходов в ДАП. Воздействие на γ -La₂S₃ примесными фотонами той или иной энергии приводит к избирательному возбуждению ДАП с определенными значениями r_m , $h\nu_m$ и S_i . Это обстоятельство объясняет причину распада интегрального спектра ТСЛ на дочерние полосы, характер функциональных зависимостей $S_i = f(h\nu)$ и $S_i = f(T_m)$ (рис. 3) и соответствие между спектральным распределением интенсивности примесной фотопроводимости и амплитудных значений интенсивности дочерних полос ТСЛ (рис. 1, кривые *a, c*).

Знание величины сечений, ограничивающих зону S_i (рис. 3), позволяет судить об изменении высоты макробарьера $\Delta\varphi$ при переходе от наиболее компактных из всех наблюдаемых к наиболее протяженным ДАП (рис. 4). Соответствующие расчеты в предположении, что $S_i = S_{i0} \exp(-\varphi/kT_m)$, а собственное сечение S_{i0} , как в случае нейтральных центров, приходится на интервал $10^{-15} - 10^{-17}$ см⁻², приводят к разности $\Delta\varphi = 0.21$ эВ (± 0.02).

Заключение

Из предлагаемой модели ЭЛ $E_c - 0.2$ эВ следует ряд следствий, экспериментальное исследование которых может дополнительно подтвердить ее справедливость. К ним, в частности, следует отнести эффект разрушения инверсно-населенного состояния ДАП инфракрасным светом. Новые исследования необходимы также для установления природы ДАП и причины квазиэквидистантного размещения атомов акцептора вокруг ядра дислокации.

Список литературы

- [1] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1962).
- [2] М.А. Ризаханов, Ф.С. Габибов. ФТП, **13**, 1324 (1979).
- [3] М.А. Ризаханов, Ю.Н. Эмиров, Н.А. Абилова. ФТП, **14**, 1665 (1980).
- [4] М.А. Ризаханов, Е.М. Зобов. ФТП, **14**, 2407 (1980).
- [5] М.А. Ризаханов. ФТП, **16**, 699 (1982).
- [6] М.А. Ризаханов. Автореф. докт. дис. (Вильнюс, 1982).
- [7] М.А. Ризаханов, М.М. Хамидов. Письма ЖТФ, **11** (9), 561 (1985).
- [8] Е.М. Зобов, Г.Г. Гарягдыев, М.А. Ризаханов. ФТП, **21**, 1637 (1987).
- [9] Ф.С. Габибов, Е.М. Зобов, Г.Г. Гарягдыев, Ю.Н. Эмиров, М.А. Ризаханов. В сб.: *Фотоэлектроника* (Киев-Одесса, Вища шк., 1987) № 1, с. 54.
- [10] G. Ascarelli, S. Rodrigues. Phys. Rev., **124**, 1321 (1961).
- [11] М.А. Ризаханов, М.М. Хамидов. ФТП, **27**, 721 (1993).
- [12] К.Н. Nicholas, T. Woods. Brit. J. Appl. Phys., **5**, 783 (1964).
- [13] A.G. Zhdan, V.B. Sandomirskij, A.D. Ozheredov. Sol. St. Electron., **11**, 783 (1968).
- [14] В.П. Мушинский, В.П. Амброс. Изв. вузов. Физика, № 4, 135 (1972).
- [15] В.М. Лупин, П.Е. Рамазанов. Изв. вузов. Физика, № 6, 142 (1976).
- [16] В.Я. Кунин, А.Н. Цикин, Н.Л. Штурбина. ФТТ, **15**, 3417 (1973).
- [17] А.Н. Георгобиани, В.И. Демин, Е.С. Логозинская. Тр. физ. ин-та им. Н.П. Лебедева РАН, **182**, 69 (1987).
- [18] В.В. Антонов-Романовский. Изв. АН СССР. Сер. физ., **10**, 477 (1946).
- [19] G.F.T. Garlic, A.F. Gibson. Proc. Phys. Soc., **A60** (342), 574 (1948).
- [20] М.А. Ризаханов. Изв. вузов. Физика, № 1, 153 (1971).
- [21] М.А. Ризаханов. *Электронно-кислородные квазичастицы в белках. Электронно-атомные теории первичных фотобиологических явлений* (Махачкала, Бари, 1998).
- [22] Ч.Б. Лушчик. *Исследование центров захвата в щелочно-галлоидных кристаллофосфорах* (Тарту, 1955).
- [23] С.В. Булярский, Н.С. Грушко. *Генерационно-рекомбинационные процессы в полупроводниковых структурах* (Ульяновск, УлГУ, 1997).
- [24] М.А. Ризаханов. ФТТ, **31**, 193 (1989).
- [25] Е.М. Зобов, В.В. Соколов, А.Х. Шарапудинова, С.М. Лугув. ФТТ, **35**, 636 (1993).
- [26] М.А. Ризаханов. ФТП, **9**, 2002 (1975).

Редактор В.В. Чалдышев

Effect of expansion in the area of electron capture by a trap with a discrete energy level in γ -La₂S₃ crystals

E.M. Zobov, M.A. Rizakhanov

H.I. Amirkhanov Institute of Physics Daghestan
Scientific Centre of Russian Academy of Sciences
367003 Makhachkala, Russia