

УДК 535.37

О ФОРМЕ ЛИНИИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЗОНА–АКЦЕПТОР В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

© 2023 г. И. А. Кокурин^{1, 2, *}, Н. С. Аверкиев¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук”, Санкт-Петербург, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

“Национальный исследовательский Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарёва”,
Саранск, Россия

*E-mail: ivan.a.kokurin@gmail.com

Поступила в редакцию 05.12.2022 г.

После доработки 23.12.2022 г.

Принята к публикации 27.02.2023 г.

Предложено теоретическое объяснение формы длинноволнового края линии люминесценции, обусловленной рекомбинацией свободного электрона и дырки нейтрального акцептора. Во внимание принято образование комплексов, в которых одна дырка локализована полем двух притягивающих ионов (A_2^- комплексы), и последующая рекомбинация дырок таких комплексов с электронами зоны проводимости. Кулоновское отталкивание в конечном состоянии после рекомбинации и разброс комплексов по величине межцентрового расстояния обеспечивают протяженный длинноволновый хвост линии люминесценции, сравнимый по величине с энергией ионизации одиночного акцептора.

DOI: 10.31857/S0367676523701478, EDN: VLVYLN

ВВЕДЕНИЕ

Оптическая спектроскопия, и люминесценция, в частности, продолжает оставаться одним из основных методов исследования примесей и дефектов в полупроводниках. В последние десятилетия объект исследования сместился от объемных материалов в сторону низкоразмерных структур, где важным может быть присутствие даже одиночной примеси или дефекта.

Линия ($e - A^0$), определяемая рекомбинацией электронов зоны проводимости с дырками, локализованными на акцепторах, наблюдалась в огромном количестве полупроводниковых материалов, в том числе и в GaAs [1–4]. Отметим, что характерная форма линии зона-акцептор (асимметрия и протяженный длинноволновый хвост) в образцах со средним и высоким уровнем легирования имеет место не только для объемных материалов, но проявляется и в низкоразмерных структурах (квантовых ямах, нанопроводах и пр.) [5–7].

Впервые на асимметрию полосы фотолюминесценции (ФЛ) зона-акцептор, судя по всему, было указано Вильямсом и Бейббом [8], в свете того, что существовавшая на тот момент теория Иглса [9] объясняла только положение максимум

ма и коротковолновый край линии. Указанные спектры ФЛ были получены при достаточно высоких температурах (выше 15 К), что фактически исключало объяснение на языке наложения линий связанного экситона, являющихся к тому же весьма узкими. Уширение линии ($e - A^0$), которое можно ввести в модель Иглса учетом случайного (гауссового) разброса величин энергии связи акцептора E_{A^0} и ширины запрещенной зоны E_g [10] (это наиболее актуально для квантовых ям [5]) делало длинноволновый край теоретических спектров более пологим, но все же было не в состоянии покрыть весьма протяженный низкоэнергетический хвост. Кроме того, при более низких температурах этот хвост сохранялся даже на фоне появлявшейся линии донорно-акцепторной (ДА) рекомбинации [10]. Хотя следует отметить, что в [10] указанный вопрос не обсуждался.

В недавней нашей работе [11] были рассмотрены уровни энергии комплекса A_2^- , т.е. состояния одиночной дырки, локализованной в поле двух притягивающих центров. Также было указано, что излучательная рекомбинация электрона зоны проводимости с дыркой комплекса A_2^- может слу-

жить объяснением длинноволнового хвоста полосы ФЛ, связанной с акцепторами. Следует отметить, что в легированных полупроводниках комплексы A_2^- могут возникать динамически при межзонном оптическом возбуждении и последующей рекомбинации на акцептор. Напротив, в компенсированных образцах p -типа такие комплексы могут существовать и в равновесии.

В настоящей работе представлена детальная микроскопическая теория, описывающая ФЛ в случае оптического перехода $(e - A_2^-)$. Мы будем изучать переход $(e - A_2^-)$ в упрощенной модели, рассматривая связанные состояния дырки мелкого комплекса A_2^- вблизи края простой зоны с изотропной эффективной массой. Аналогичное приближение использовалось в [9] для мелкого акцептора. Тем не менее, данное приближение оказывается оправданным для расчета рекомбинационного излучения термализованных носителей при не слишком высоких температурах.

Работа организована следующим образом. Сначала мы рассмотрим структуру уровней комплекса A_2^- в указанном приближении. Затем рассчитаем форму линии ФЛ, связанной с переходом $(e - A_2^-)$. После этого будет проведено обсуждение полученных результатов, проделаны соответствующие оценки, а также оговорены пределы применимости полученных результатов.

УРОВНИ ЭНЕРГИИ A_2^- КОМПЛЕКСА

Прежде чем перейти к расчету спектров ФЛ связанной с переходами $(e - A^0)$ и $(e - A_2^-)$, найдем энергию и волновую функцию основного состояния комплекса A_2^- , считая его уровни мелкими, находящимися вблизи края простой валентной зоны со скалярной эффективной массой m_v . В прямозонных материалах, таких как GaAs, данный расчет скорее соответствует донорному комплексу D_2^+ .

Гамильтониан системы, учитывающий притяжение единственной дырки к ионам A и B , а также межзонное отталкивание, напоминает гамильтониан молекулярного иона водорода H_2^+ с точностью до перенормировок эффективной массы и диэлектрического экранирования [12, 13]. В безразмерных единицах он имеет вид

$$H = -\nabla^2 - \frac{2}{r_A} - \frac{2}{r_B} + \frac{2}{R}. \quad (1)$$

Здесь длины выражены в единицах борковского радиуса, $a_B = \epsilon \hbar^2 / m_v e^2$, а энергии в единицах эффективного Ридберга, $E_0 = m_v e^4 / 2\epsilon^2 \hbar^2$, совпадающего в данном случае с энергией ионизации одиночного акцептора A^0 , ϵ – статическая диэлектрическая проницаемость, $r_{A(B)}$ – расстояние от носителя до соответствующего иона A или B , R – межзонное (межцентровое) расстояние. Известно, что уравнение Шредингера с гамильтонианом (1) допускает разделение переменных в эллипсоидальных координатах и последующее численное решение. Тем не менее, поскольку для дальнейших расчетов нам необходим явный вид огибающих комплекса A_2^- , воспользуемся приближением, аналогичным известному из квантовой химии методу молекулярных орбиталей (МО), когда приближенная волновая функция представляется в виде линейной комбинации атомных орбиталей (ЛКАО). В нашем случае это означает, что волновая функция комплекса A_2^- получается линейной комбинацией волновых функций акцептора A^0 , центрованных в точках A и B , имеющих радиус-векторы $\vec{R}_{A(B)} = (0, 0, \mp R/2)$. Волновая функция представляется в виде

$$\Psi_{\pm}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{2[1 \pm S(R)]}} [\varphi(r_A) \pm \varphi(r_B)], \quad (2)$$

то есть является либо симметричной, либо антисимметричной по перестановке центров. Здесь $\varphi(r) = \pi^{-1/2} \alpha^{3/2} e^{-\alpha r} - 1s$ водородоподобные состояния акцептора A^0 , α – вариационный параметр, а межцентровой интеграл перекрытия $S(\alpha, R)$, обеспечивающий правильную нормировку волновой функции, легко вычисляется в эллипсоидальных координатах [12, 13]

$$S(\alpha, R) = e^{-\alpha R} \left[1 + \alpha R + \frac{1}{3} (\alpha R)^2 \right]. \quad (3)$$

Решение спектральной задачи хорошо известно. Вариационное уравнение для определения зависимости энергии уровней комплекса от межцентрового расстояния имеет вид:

$$E_{\pm}(\alpha, R) = \alpha^2 - 2\alpha + \frac{2}{R} - \frac{J(\alpha, R) \pm K(\alpha, R)}{1 \pm S(\alpha, R)}. \quad (4)$$

Здесь помимо интеграла перекрытия появляются кулоновский $J(\alpha, R) = \int dV \varphi^2(r_A) \frac{2}{r_B}$ и резонансный $K(\alpha, R) = \int dV \varphi(r_A) \varphi(r_B) \frac{2}{r_A}$ интегралы,

вычисление которых в эллипсоидальных координатах дает

$$J(\alpha, R) = \frac{2}{R} [1 - (1 + \alpha R)e^{-2\alpha R}], \quad (5)$$

$$K(\alpha, R) = 2\alpha(1 + \alpha R)e^{-\alpha R}. \quad (6)$$

Минимизируя по вариационному параметру α выражение (4) при фиксированном R , приходим к зависимости уровней энергии E_{\pm} от межзонного расстояния, изображенной на рис. 1. Здесь основному состоянию соответствует уровень энергии E_+ и симметричная по перестановке ионов волновая функция $\Psi_+(\vec{r})$. Учет энергии кулоновского отталкивания ионов в (4) позволит оценить в дальнейшем минимальный размер R комплекса, который может существовать в кристалле и участвовать в излучательной рекомбинации.

Следует отметить, что погрешность вариационного расчета при вычислении энергии основного состояния комплекса A_2^- (молекулярного иона водорода H_2^+) не превышает 5% [14]: максимальная погрешность имеет место при $R \sim 1$, а в пределах $R \rightarrow 0$ и $R \rightarrow \infty$ результат совпадает с точным решением.

РАСЧЕТ ФОРМЫ ЛИНИИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Вероятность оптического перехода с рекомбинацией электрона и дырки в приближении огибающих функций определяется не только межзонным матричным элементом оператора импульса P_{cv} , но и электрон-дырочным интегралом перекрытия I_{eh} , который для случая рекомбинации свободного электрона с волновым вектором \vec{k} и локализованной дырки имеет вид

$$I_{eh}(\vec{k}) = V^{-1/2} \int dV e^{i\vec{k}\vec{r}} \Psi(\vec{r}), \quad (7)$$

где $\Psi(\vec{r})$ – огибающая волновая функция локализованной дырки, V – объем кристалла. Далее будет рассмотрена рекомбинация квазиравновесных (термализованных) носителей, а дырки будут рассматриваться только в основном состоянии соответствующего комплекса, A^0 или A_2^- . В этом случае в качестве дырочной огибающей $\Psi(\vec{r})$ следует использовать $\varphi(r)$ и $\Psi_+(\vec{r})$ соответственно. В первом случае приходим к величине интеграла перекрытия

$$I^0(\alpha, k) = \frac{8\pi^{1/2} \alpha^{5/2} a_B^{3/2}}{\sqrt{V} (\alpha^2 + k^2 a_B^2)^2}. \quad (8)$$

Очевидно, для перехода $(e - A^0)$ интеграл перекрытия следует брать при $\alpha = 1$, тогда мы при-

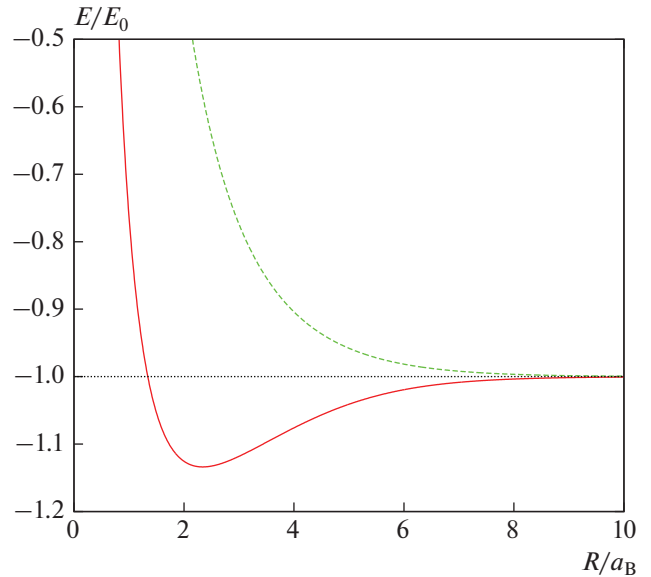


Рис. 1. Зависимость уровней энергии E_+ (сплошная линия) и E_- (штриховая линия) комплекса A_2^- от межзонного расстояния R . Пунктирная линия указывает положение основного уровня A^0 , с которым, очевидно, совпадают уровни E_{\pm} при $R \rightarrow \infty$.

дем к его виду, найденному в [9]. Тем не менее, мы сохраняем здесь общий вид интеграла, который понадобится при вычислении соответствующего интеграла перекрытия для перехода $(e - A_2^-)$. Легко показать, что электрон-дырочный интеграл перекрытия для перехода $(e - A_2^-)$ с дыркой в основном состоянии комплекса A_2^- выражается через интеграл перекрытия для перехода $(e - A^0)$

$$I_2(R, \vec{k}) = \frac{\sqrt{2} I^0(\alpha_+(R), k)}{\sqrt{1 + S(\alpha_+(R), R)}} \cos\left(\frac{\vec{k}\vec{R}}{2}\right). \quad (9)$$

Здесь $\alpha_+(R)$ – значение вариационного параметра, минимизирующее энергию E_+ (4) при заданном R , $\vec{R} = \vec{R}_B - \vec{R}_A$.

Так как нас интересует рекомбинация с участием термализованных электронов (при не слишком высоких температурах), будем считать выполненным условие $ka_B \ll 1$. Кроме этого, разумным выглядит выполнение условия $kR \ll 1$, которое означает что электронная длина волны много больше размеров всего A_2^- комплекса, что значительно упростит дальнейшие выкладки.

Используя стандартный пертурбативный подход, получим для интенсивности ФЛ перехода $(e - A^0)$ [9]

$$S^0(\omega) \sim N_{A^0} \omega^2 |I^0(1, 0)|^2 \sqrt{\hbar\omega - E_g + E_0} \times \exp\left(-\frac{\hbar\omega - E_g + E_0}{T}\right). \quad (10)$$

Здесь N_{A^0} – количество нейтральных акцепторов в излучающем объеме. Формула (10) справедлива когда аргумент под знаком радикала положителен, то есть формально можно дописать в (10) в качестве множителя ступенчатую функцию Хевисайда того же аргумента. Это означает, что описываемая формулой Иггса форма линии $(e - A^0)$ имеет резкий длинноволновый край.

Энергия оптического перехода с участием электрона зоны проводимости с энергией $\hbar^2 k^2 / 2m_c$ (m_c – эффективная масса электрона зо-

ны проводимости) и комплекса A_2^- с межзонным расстоянием R равна

$$\hbar\omega = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} + E_g - E_0 - \Delta E(R) - \frac{e^2}{\epsilon R}. \quad (11)$$

Здесь $\Delta E(R) = |E_+(R)| - E_0$ – величина, указывающая насколько комплекс A_2^- глубже, чем одиночный центр A^0 . Энергия оптического перехода (11) в отличие от (4) указана в размерных единицах. Следует отметить, что энергия кулоновского отталкивания пары ионизованных центров A^- , возникающих после рекомбинации, в точности сокращается с энергией межзонного отталкивания в начальном состоянии. Таким образом, энергия перехода определяется энергией ионизации комплекса A_2^- .

Используя тот же подход, что и при выводе формулы (10) приходим к следующему выражению

$$S_2^-(\omega) \sim 2\omega^2 \sum_R |I^0(\alpha_+(R), 0)|^2 \frac{\sqrt{\hbar\omega - E_g + E_0 + \Delta E(R) + e^2/\epsilon R}}{1 + S(\alpha_+(R), R)} \times \exp\left(-\frac{\hbar\omega - E_g + E_0 + \Delta E(R) + e^2/\epsilon R}{T}\right). \quad (12)$$

Здесь необходимо помнить, что вклад в излучение дают как и в (10) состояния, для которых аргумент квадратного корня положителен. Кроме того при суммировании учитываются значения R большие R_{min} , для которых в ветви E_+ есть связанное состояние для A_2^- , т.е. $\Delta E(R)$ положительны. При суммировании в формуле (12) необходимо учитывать соответствующие координационные числа, то есть суммировать по всевозможным ориентациям комплекса в кристалле при заданном R . Тем не менее, так как вклад в сумму дают комплексы с R больше a_B , который сам порядка десятка постоянных решетки, то можно ограничиться рассмотрением непрерывного распределения комплексов по межцентровому расстоянию.

В простейшем случае можно рассмотреть равномерное случайное распределение: соответствующая вероятность пропорциональна объему сферического слоя радиуса R , $4\pi R^2 dR$. Считаем, что такое распределение задано на интервале $(R_{min}; R_{max})$ и требует соответствующей нормировки. Значение R_{min} , как и раньше, есть минимальное межцентровое расстояние, при котором есть связанное состояние, а R_{max} определяется, например, экранировкой или термической ионизацией комплекса.

Можно воспользоваться также пуассоновской статистикой, которую используют, например, в похожей задаче о ДА-рекомбинации. Плотность вероятности, задаваемая пуассоновским распределением [15]

$$P(R) = 4\pi N_{A^-} R^2 \exp\left(-\frac{4}{3}\pi R^3 N_{A^-}\right) \quad (13)$$

указывает на вероятность найти A^0 центру ближайшего ионизованного соседа A^- на расстоянии от R до $R + dR$, если A^- случайно (и не коррелировано с A^0) распределены с концентрацией N_{A^-} . Оба типа распределения дают при численных расчетах похожие результаты.

На рис. 2 приведены расчетные формы спектров для оптических переходов $(e - A^0)$ и $(e - A_2^-)$ с использованием однородного распределения. Виден весьма протяженный длинноволновый хвост, вносимый в суммарную линию ФЛ именно оптическими переходами с участием комплекса A_2^- . Относительный вклад w^0/w_2^- в суммарную линию зависит от множества факторов (интенсивности возбуждения, степени компенсации, глубины залегания акцепторного уровня и др.) и требует отдельного рассмотрения при помощи

системы кинетических уравнений. В данном случае он задан “руками”, с учетом соответствующих оценок.

Из рис. 1 видно, что заглупление основного уровня A_2^- по сравнению с A^0 составляет всего 15%. В более реалистичном случае сложной зоны [11] для GaAs величина $\Delta E(R)/E_0$ может достигать 30%. Тем не менее, не это является главным источником смещения (уширения) линии $(e - A_2^-)$ в длинноволновую область. Кулоновское отталкивание в конечном состоянии двух ионизованных центров A^- (11) и необходимость суммирования по величине межцентрового расстояния R в комплексах A_2^- приводят к большой ширине линии $(e - A_2^-)$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Известно, что ширина линии $(e - A^0)$ определяется в первую очередь температурой. Как было показано в [11] ширину линии $(e - A_2^-)$ можно оценить из энергии кулоновского взаимодействия двух ионизованных центров A^- , остающихся после рекомбинации дырки комплекса A_2^- . Наибольшая кулоновская энергия отвечает паре A^- , возникшей после рекомбинации дырки комплекса A_2^- с наименьшим возможным межзонным расстоянием R . Очевидно, эта величина совпадает с энергией ионизации комплекса с минимально возможным R . Из рис. 1 видно, что наименьшее R , при котором еще есть связанное состояние комплекса A_2^- , составляет порядка a_B . Это означает, что энергия кулоновского отталкивания в этом случае превышает величину энергии связи нейтрального акцептора E_0 , что и является оценкой для ширины линии $(e - A_2^-)$.

Следует обратить внимание, что использование простой модели зонной структуры (скалярная эффективная масса) связано не только с упрощением расчетов. Главная причина состоит в том, что при рекомбинации термализованных носителей характерный волновой вектор рекомбинирующего электрона оказывается значительно меньше обратного боровского радиуса акцептора, $ka_B \ll 1$. Это означает, что в матричном элементе оптического перехода можно пренебречь зависимостью от k вплоть до температур порядка азотных. Математически это означает, что в области локализации дырки плоскую электронную волну можно считать константой. Таким образом, даже при учете явного вида волновой функ-

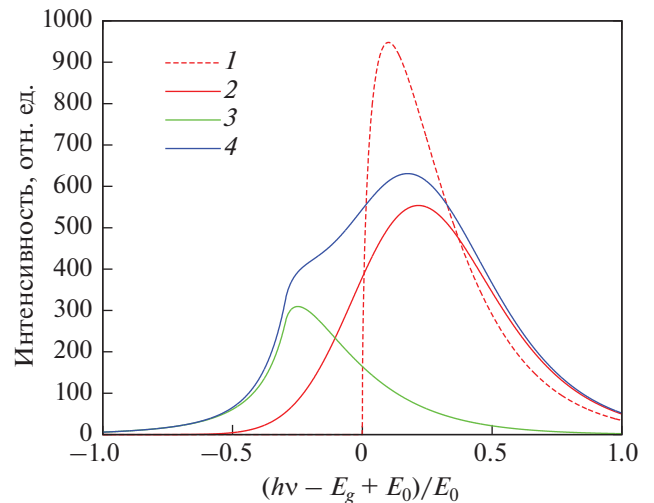


Рис. 2. Расчетный спектр люминесценции с участием акцепторов A^0 и A_2^- . Различные линии отвечают различным вкладам: 1 – расчет линии $(e - A^0)$ по формуле Иггса, 2 – расчет по формуле Иггса с усреднением по разбросу величин E_g и E_0 , 3 – вклад полосы $(e - A_2^-)$, 4 – суммарная форма линии от рекомбинации с участием акцепторов A^0 и A_2^- . Учтено равномерное распределение комплексов A_2^- по межзонному расстоянию. Параметры расчета: $E_g = 75E_0$, $T = 0.2E_0$, $w^0/w_2^- = 4.5$.

ции дырки на акцепторе (сложная зона Γ_8) [16, 17] при расчете электрон-дырочного интеграла перекрытия его часть, содержащая сферические гармоники с орбитальным моментом $l = 2$, обратится в этом случае в ноль. Сохранится лишь вклад от угловой части с $l = 0$, т.е. то же самое, что и в случае простой зоны, реализованном в модели Иггса [9].

Исходя из условия $ka_B \ll 1$ не сложно прийти к другому критерию применимости проведенных расчетов, содержащему непосредственно температуру T

$$T \ll \frac{m_v}{m_c} E_0. \quad (14)$$

Таким образом, приходим к необходимости сравнения характерной температуры, при которой выполняются сделанные нами приближения, непосредственно с энергией ионизации акцептора E_0 , которая, например, для различных акцепторов в GaAs составляет 20–30 мэВ и более. Это означает, что сделанные приближения остаются адекватными при азотных температурах, а для более глубоких акцепторов верны и при более высоких температурах. Однако не следует забывать,

что с ростом температуры сначала комплексы A_2^- , а затем и A^0 будут термически ионизованы.

Следует отметить, что наиболее четко линия перехода ($e - A_2^-$) должна проявить себя в сильно компенсированных образцах p -типа, где комплексы A_2^- могут существовать в равновесии. Кроме того, кажется удобным для экспериментальной проверки предложенной в работе теории использовать в качестве фотовозбуждения, так называемую фотонейтрализацию примесей [18] в компенсированных образцах – возбуждение с энергией кванта меньше E_g .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена теория излучательной рекомбинации с участием дырки комплекса A_2^- . Наличие длинноволнового хвоста в спектрах связанной с акцепторами ФЛ может быть объяснено вкладом от данных комплексов. Ширина соответствующей линии определяется в основном энергией кулоновского отталкивания пары ионизованных центров A^- , возникающих после рекомбинации, и разбросом комплексов A_2^- по величине межзонного расстояния.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00139).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Williams E.W., Bebb H.B. // *Semicond. Semimet.* 1972. V. 8. P. 321.

2. Skromme B.J., Bose S.S., Stillman G.E. // *J. Electron. Mater.* 1986. V. 15. No. 6. P. 345.
 3. Chen H.D., Feng M.S., Chen P.A. et al. // *J. Appl. Phys.* 1994. V. 75. No. 4. P. 2210.
 4. Ben Saddik K., Brana A.F., Lopez N. et al. // *J. Cryst. Growth.* 2021. V. 571. Art. No. 126242.
 5. Kundrotas J., Čerškus A., Valušis G. et al. // *J. Appl. Phys.* 2010. V. 107. No. 9. Art. No. 093109.
 6. Petrov P.V., Kokurin I.A., Ivanov Yu.L. et al. // *Phys. Rev. B.* 2016. V. 94. No. 8. Art. No. 085308.
 7. Ali H., Zhang Y., Tang J. et al. // *Small.* 2018. V. 14. No. 17. Art. No. 1704429.
 8. Williams E.W., Bebb H.B. // *J. Phys. Chem. Solids.* 1969. V. 30. No. 5. P. 1289.
 9. Eagles D.M. // *J. Phys. Chem. Solids.* 1960. V. 16. No. 1–2. P. 76.
 10. Brasil M.J.S.P., Bernussi A.A., Motisuke P. // *Solid State Commun.* 1989. V. 71. No. 1. P. 13.
 11. Kokurin I.A., Averkiev N.S. // *Phys. Rev. B.* 2023. V. 107. No. 12. Art. No. 125208.
 12. Levine I.N. *Quantum chemistry.* New Jersey: Prentice Hall, 1991.
 13. Atkins P.W., Friedman R.S. *Molecular quantum mechanics.* N.Y.: Oxford University Press, 2011.
 14. Слэтер Дж. *Электронная структура молекул.* М.: Мир, 1965.
 15. Kamiya T., Wagner E. // *J. Appl. Phys.* 1977. V. 48. No. 5. P. 1928.
 16. Lipari N.O., Baldereschi A. // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 25. No. 24. P. 1660.
 17. Гельмонт Б.Л., Дьяконов М.И. // *ФТП.* 1971. Т. 5. № 11. С. 2191; Gel'mont B.L., D'yakonov M.I. // *Sov. Phys. Semicond.* 1972. V. 5. No. 11. P. 1905.
 18. Кокурин И.А., Петров П.В., Аверкиев Н.С. // *ФТП.* 2013. Т. 47. № 9. С. 1244; Kokurin I.A., Petrov P.V., Averkiev N.S. // *Semiconductors.* 2013. V. 47. No. 9. P. 1232.

On a shape of band-to-acceptor luminescence line in semiconductors

I. A. Kokurin^{a, b, *}, N. S. Averkiev^a

^a*Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 194021 Russia*

^b*National Research Ogarev Mordovia State University, Saransk, 430005 Russia*

**e-mail: ivan.a.kokurin@gmail.com*

A theoretical explanation is proposed for the shape of the long-wavelength edge of the luminescence line, which is caused by the recombination of a free electron and a hole of a neutral acceptor. The formation of complexes, in which a single hole is localized by the field of two attracting ions (A_2^- complexes) and the subsequent recombination of holes in such complexes with electrons of the conduction band are considered. The Coulomb repulsion in the final state after recombination and the dispersion of the complexes in terms of the interionic distance provide an extended long-wavelength tail of the luminescence line, comparable in magnitude to the ionization energy of a single acceptor.