

Влияние кулоновских корреляций на люминесценцию и поглощение в компенсированных полупроводниках

© Н.А. Богословский, П.В. Петров, Ю.Л. Иванов, Н.С. Аверкиев, К.Д. Цэндин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: nikitabogoslovskiy@gmail.com

(Получена 9 декабря 2015 г. Принята к печати 17 декабря 2015 г.)

Рассчитаны спектры донорно-акцепторного поглощения света и люминесценции в слабо легированных и слабо компенсированных полупроводниках. При расчете фотолюминесценции рассмотрены два предельных случая большого и малого времени жизни носителей по сравнению со временем энергетической релаксации носителей. Показано, что в случае большого времени жизни спектр фотолюминесценции значительно сдвинут относительно спектра поглощения в длинноволновую область за счет релаксации неосновных носителей. В случае промежуточного времени жизни спектр фотолюминесценции состоит из двух пиков, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

1. Введение

При низких температурах в компенсированных полупроводниках становятся существенными явления, связанные с кулоновским взаимодействием заряженных примесных центров. Наличие случайно расположенных ионизированных примесей приводит к появлению крупномасштабных флуктуаций потенциала и изменению одночастичной плотности состояний, в которой может появляться щель на уровне химического потенциала. Традиционно эти явления экспериментально изучаются посредством транспортных методов, таких как измерение низкотемпературной проводимости [1–4] и туннельная спектроскопия [5–8]. Эти методы, хотя и хорошо разработаны, не могут дать полной физической картины. Измерения проводимости дают информацию только об электронных состояниях, находящихся вблизи уровня химического потенциала. Интерпретация результатов туннельной спектроскопии сложна и неоднозначна по причине экранирования кулоновского потенциала материалом зонда и влияния поверхности. В связи с вышесказанным можно утверждать, что разработка оптических методов исследования флуктуаций потенциала и плотности состояний в компенсированных полупроводниках является актуальной задачей физики конденсированного состояния. К настоящему времени опубликовано несколько работ по спектроскопии компенсированных полупроводников (см. обзор [9]), однако, в силу сложности проблемы, ясной картины пока не получено.

Настоящая работа посвящена анализу спектров люминесценции и поглощения, обусловленных оптическими переходами донор-акцептор в случае малых компенсаций и малых концентраций примесных атомов. В научной литературе спектры люминесценции донорно-акцепторной рекомбинации уже исследовались теоретически [10,11], однако в этих работах рассматривался случай исчезающе малой компенсации. Мы используем предложенное в работе [12] описание слабо компенсированного полупроводника как совокупности заряженных донорно-акцепторных комплексов, окруженных множе-

ством нейтральных примесных атомов. Если пренебречь электростатическим взаимодействием между комплексами, то энергия примесного состояния относительно уровня химического потенциала будет определяться только межпримесными расстояниями внутри комплекса. Этими же расстояниями определяется и энергия донорно-акцепторных оптических переходов. Поэтому в таком приближении существует однозначная корреляция между оптическими свойствами полупроводника и энергетической плотностью заполненных и пустых примесных состояний. Заполненные примесные состояния определяют спектр излучения, а пустые — поглощение. Экспериментально [13] и теоретически [14] было показано, что в системах с электростатическим беспорядком при низких температурах существуют различия между спектрами поглощения и излучения, обусловленные именно кулоновским взаимодействием. В настоящей работе теоретически описываются возможные проявления вида плотности состояний при ненулевой компенсации в спектрах поглощения и фотолюминесценции, обсуждается применимость сделанных допущений и сравниваются результаты с имеющимися экспериментальными данными.

2. Теория

Далее описаны приближения, которые будут использованы при расчете спектров поглощения и люминесценции. Будет рассматриваться слабо легированный полупроводник с малой степенью компенсации. Под условием слабого легирования подразумевается, что среднее расстояние между атомами примеси значительно больше, чем радиус волновой функции электрона на доноре. Поэтому можно рассматривать атомы примеси как изолированные. Кроме того, будет рассматриваться случай низкой температуры, когда можно учитывать только самое низкое по энергии примесное состояние, а энергия кулоновского взаимодействия на среднем расстоянии превосходит kT .

Спектры поглощения будут рассчитываться непосредственно исходя из вероятности соответствующих переходов между примесями, а при расчете спектров люминесценции мы будем рассматривать межзонную оптическую накачку с последующим захватом носителей примесями центрами в процессе энергетической релаксации. Оптическая накачка полагается слабой, т.е. такой, что концентрация фотовозбужденных неравновесных носителей в полупроводнике гораздо меньше, чем концентрация равновесных носителей на примесях. Будут рассмотрены два предельных случая быстрой и медленной рекомбинации. В случае быстрой рекомбинации характерное время релаксации по энергии фотовозбужденных носителей, локализованных на примесях, гораздо больше времени жизни носителей. Тогда в рекомбинации принимают участие все примесные состояния.

В случае пространственного разделения носителей в структуре или в непрямоугольном полупроводнике время жизни носителей может быть велико по сравнению со временем энергетической релаксации. В этом случае распределение носителей в примесной зоне будет близко к равновесному, поэтому основной вклад в люминесценцию будут давать самые низкие по энергии состояния, а спектр люминесценции будет сильнее сдвинут относительно спектра поглощения в длинноволновую область.

В описанных приближениях возможно получить аналитические выражения для спектров поглощения и люминесценции. Для определенности далее будет рассматриваться материал n -типа, выражения для материала p -типа могут быть получены заменой соответствующих индексов. В этом случае в основном состоянии все акцепторы ионизованы, а число ионизованных доноров равно числу акцепторов. При этом заряженными положительно будут доноры, расположенные наиболее близко к отрицательно заряженным акцепторам. Такое состояние называется 1-комплексом, по числу положительно заряженных доноров. При случайном распределении примесей часть акцепторов не имеет близко расположенных доноров, такие акцепторы образуют 0-комплексы. Некоторые акцепторы, напротив, удерживают сразу два положительно заряженных донора и образуют 2-комплексы. В силу электронейтральности количество 0-комплексов равно количеству 2-комплексов и равно приблизительно 1.3% от общего числа акцепторов, оставшиеся 97.4% акцепторов образуют 1-комплексы [15]. Поскольку мы рассматриваем случай малой степени компенсации, будем считать, что комплексы расположены далеко друг от друга и не взаимодействуют электростатически. В таком случае уровень химического потенциала задается выражением $\mu = 0.99e^2N_d^{1/3}\epsilon^{-1}$ [15], соответствующее расстояние между донором и акцептором можно обозначить как $r_\mu = e^2/\epsilon\mu$. Далее будет отдельно обсуждено влияние крупномасштабных флуктуаций в распределении заряженных примесей.

Донорно-акцепторное поглощение света будет происходить на 1-комплексах и 2-комплексах. При люминес-

ценции в пределе большого времени жизни носителей свободные дырки будут релаксировать на 0-комплексы, имеющие меньшую энергию в силу кулоновского притяжения, поэтому основной вклад в люминесценцию будут давать 0-комплексы. В случае быстрой рекомбинации фотовозбужденные дырки будут захватываться и рекомбинировать через любые акцепторы, таким образом вклад в излучение будут давать комплексы всех типов.

2.1. Донорно-акцепторное поглощение света

При расчете вероятностей поглощения и люминесценции будем использовать метод, описанный в работе [10]. Вероятность перехода электрона с отрицательно заряженного акцептора на положительный донор определяется перекрытием волновых функций соответствующих состояний. Для тяжелых дырок радиус волновой функции значительно меньше, чем у электронов, поэтому вероятность перехода можно представить в виде $v_0 \exp(-2r/a_e)$, где r — расстояние между донором и акцептором, a_e — радиус волновой функции электрона на доноре.

Рассмотрим вначале вероятность поглощения света 1-комплексом. Будем считать распределение примесей равномерным, поэтому вероятность того, что на расстоянии r от данного акцептора находится донор, равна $N_d 4\pi r^2 dr$. Вероятность того, что данный донор является ближайшим к акцептору, т.е. что на расстояниях меньше r нет других доноров, равна $\exp(-(4/3)\pi r^3 N_d)$. Соответственно плотность вероятности поглощения 1-комплексом, в которых расстояние между донором и акцептором равно r , может быть выражена как

$$\Phi_1(r) = v_0 N_a N_d 4\pi r^2 \exp\left(-\frac{2r}{a_e} - \frac{4}{3}\pi r^3 N_d\right) \frac{dE}{dr}. \quad (1)$$

Здесь энергия $E = e^2/(\epsilon r)$ отсчитывается от уровня $E_g - E_d - E_a$. Полная энергия перехода зависит от расстояния между донором и акцептором в 1-комплексе как

$$E' = E_g - E_d - E_a + \frac{e^2}{\epsilon r}. \quad (2)$$

Заметим, что расстояние между донором и акцептором, образующими 1-комплекс, не может превышать r_μ . Это ограничивает кулоновское слагаемое в выражении (2). С учетом (1) и (2) можно записать выражение для зависимости плотности вероятности поглощения 1-комплексом от энергии:

$$\Phi_1(E) = v_0 N_a N_d 4\pi \left(\frac{e^2}{\epsilon}\right)^3 E^{-4} \times \exp\left(-\frac{2E_B}{E} - \frac{4}{3}\pi N_d \left(\frac{e^2}{\epsilon E}\right)^3\right). \quad (3)$$

Соответствующая зависимость вероятности поглощения от энергии показана на рис. 1.

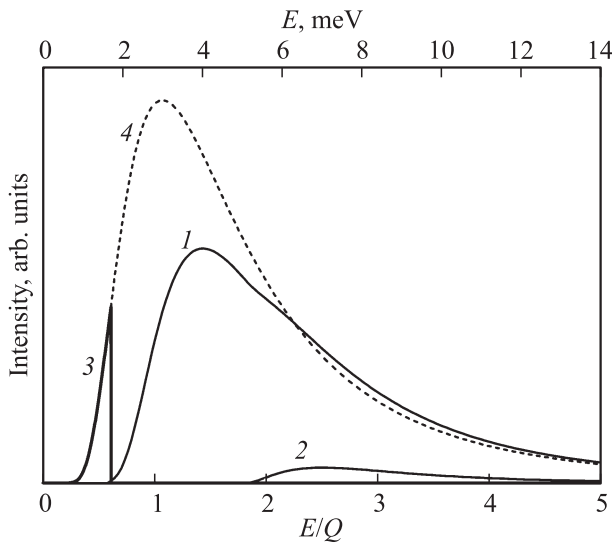


Рис. 1. Спектр донорно-акцепторного поглощения света (кривая 1), отдельно показан спектр поглощения 2-комплексами (кривая 2) и люминесценция в случае эффективной релаксации носителей (кривая 3). Пунктиром (кривая 4) показан спектр люминесценции в случае быстрой рекомбинации, когда не происходит релаксации носителей [10]. При расчетах использовались следующие значения параметров: концентрация доноров $N_d = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 12$ (соответственно $Q = 2.8 \text{ мэВ}$) и энергия связи донора $E_d = 6 \text{ мэВ}$.

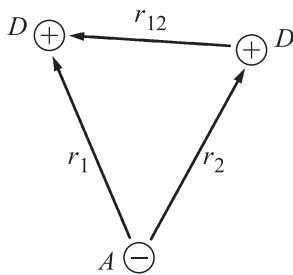


Рис. 2. 2-комплекс.

Если измерять энергию в единицах энергии кулоновского взаимодействия на среднем расстоянии между донорами

$$Q = \frac{e^2}{\epsilon r_d} = \frac{e^2}{\epsilon} \left(\frac{4\pi N_d}{3} \right)^{1/3},$$

где r_d — среднее расстояние между донорами, то выражение (3) можно переписать в виде

$$\Phi_1(W) = \nu_0 N_a \left(\frac{4\pi N_d}{3^4} \right)^{-1/3} \left(\frac{\epsilon}{e^2} \right) W^{-4} \times \exp\left(-\frac{2W_B}{W} - W^{-3} \right),$$

где $W = E/Q$ — безразмерная энергия. Заметим, что в безразмерных единицах химический потенциал не зависит от степени компенсации $\mu = 0.61$ [15].

Энергия перехода в 2-комплексе состоит из трех кулоновских слагаемых: энергий взаимодействия каждого из двух доноров с акцептором и доноров между собой (см. рис. 2). Обозначим через r_1 и r_2 расстояния между акцептором и донорами, r_{12} — расстояние между донорами, тогда

$$E = \frac{e^2}{\epsilon r_1} + \frac{e^2}{\epsilon r_2} - \frac{e^2}{\epsilon r_{12}}. \tag{4}$$

Для того чтобы акцептор образовал 2-комплекс, необходимо, чтобы выполнялись следующие условия на кулоновские слагаемые в выражении (4):

$$\begin{cases} \frac{e^2}{\epsilon r_1} - \frac{e^2}{\epsilon r_{12}} > \mu \\ \frac{e^2}{\epsilon r_2} - \frac{e^2}{\epsilon r_{12}} > \mu. \end{cases} \tag{5}$$

Заметим, что для выполнения условий (5) расстояние между донором и акцептором в 2-комплексе должно быть не больше, чем $0.5r_\mu$, а соответствующая энергия перехода (4) не меньше, чем 3μ .

Плотность вероятности поглощения 2-комплексами можно рассчитать как

$$\Phi_2(r_1, r_2, \theta) = \nu_0 N_a N_d^2 8\pi^2 \exp\left(-\frac{2r_1}{a_e} \right) r_1^2 r_2^2 \sin(\theta). \tag{6}$$

В этом выражении мы не учитываем возможность существования других доноров рядом с тем же акцептором, поскольку это даст только малую поправку к малой вероятности поглощения 2-комплексами. Для того чтобы получить полную вероятность поглощения 2-комплексами, нужно проинтегрировать выражение (6) по r_1, r_2 и углу θ . Соответствующее значение энергии перехода при заданных значениях радиусов и угла θ вычисляется по формуле (4). Получить аналитическое выражение для вероятности поглощения 2-комплексами не представляется возможным, поэтому вычисления проводились численно.

2.2. Люминесценция

При люминесценции возбуждаются электронно-дырочные пары, которые захватываются на атомы примеси, а затем рекомбинируют. Поскольку мы рассматриваем материал *n*-типа, в котором имеется большое количество электронов на нейтральных донорах, спектр люминесценции будет зависеть от релаксации неосновных носителей, т.е. дырок. Эффективная релаксация будет происходить в случае малой накачки и большого, по сравнению со временем релаксации, времени жизни носителей. В силу кулоновского притяжения положительные дырки будут захватываться уединенными отрицательно заряженными акцепторами, образующими 0-комплексы. Затем будет происходить рекомбинация захваченных дырок с электронами нейтральных доноров. Следует отметить, что ближайшие к 0-комплексам

доноры расположены на расстоянии, большем r_μ , это означает, что энергия перехода E ограничена сверху величиной $e^2/(\epsilon r_\mu)$. С учетом этого спектр фотолюминесценции можно рассчитать аналогично спектру поглощения 1-комплексами:

$$\Phi(E) = \nu_0 N_a N_d 4\pi \left(\frac{e^2}{\epsilon}\right)^3 E^{-4} \exp\left(-\frac{2E_B}{E}\right). \quad (7)$$

Спектр люминесценции в случае эффективной релаксации дырок на 0-комплексы показан на рис. 1 сплошной линией.

Выражение для спектра люминесценции без учета релаксации носителей было получено в работе [10]. В случае малого времени жизни носителей дырки будут захватываться на случайный акцептор и с него же рекомбинировать. В этом случае спектр люминесценции также описывается выражением (7), однако, в отличие от случая эффективной релаксации, 1- и 2-комплексы также дают вклад в люминесценцию, поэтому энергия перехода E не ограничивается величиной μ . Другими словами, в спектре люминесценции будут наблюдаться переходы на доноры, расположенные на всех возможных расстояниях от акцептора. Соответствующий спектр люминесценции показан на рис. 1 пунктирной линией.

Следует отметить, что в таком рассмотрении не учитывается различная кинетика захвата дырок комплексами. Отрицательно заряженные 0-комплексы более эффективно захватывают дырки, чем нейтральные 1-комплексы [11]. Это приводит к усилению роли 0-комплексов в люминесценции. Поэтому переходы с энергией, меньшей μ , соответствующие люминесценции 0-комплексов, должны быть более интенсивными, чем предсказывает выражение (7). В результате спектр фотолюминесценции будет состоять из двух линий, соответствующих люминесценции 0-комплексов и 1-комплексов.

2.3. Взаимодействие комплексов и влияние крупномасштабного потенциала

При малой степени компенсации характерное расстояние между комплексами оказывается значительно больше, чем расстояние между донором и акцептором в одном комплексе. Поэтому в описанной выше модели не учитывалось взаимодействие заряженных комплексов друг с другом.

Взаимодействие комплексов будет проявляться в образовании кулоновской щели в плотности состояний вблизи уровня Ферми и в размытии границ между 0-комплексами и 1-комплексами вследствие крупномасштабного потенциала [15–17]. Кулоновская щель незначительно влияет на спектр поглощения, поскольку вероятность поглощения на уровне Ферми мала (см. рис. 1), однако появление кулоновской щели может значительно повлиять на спектр фотолюминесценции. Согласно [15], при малой степени компенсации ширина кулоновской щели может быть оценена как

$$\Delta = \frac{e^3}{\epsilon^{3/2}} \left(\frac{KN_d}{E_d}\right)^{1/2}. \quad (8)$$

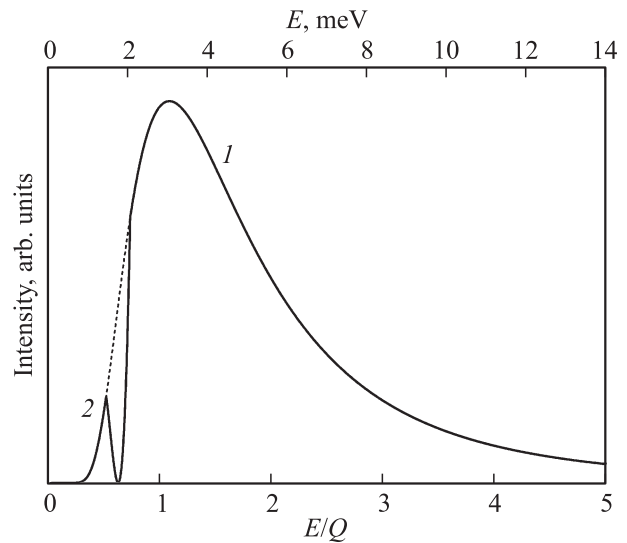


Рис. 3. Спектр фотолюминесценции с учетом кулоновской щели в плотности состояний. Для случая быстрой рекомбинации спектр состоит из пиков 1 и 2, случаю эффективной релаксации носителей по энергии соответствует только пик 2. Пунктиром показан спектр люминесценции без учета релаксации носителей и кулоновской щели, полученный в работе [10]. При расчетах использовались следующие значения параметров: концентрация доноров $N_d = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 12$, энергия связи донора $E_d = 6 \text{ мэВ}$, степень компенсации $K = 0.1$.

Для того чтобы учесть взаимодействие комплексов, мы искусственно введем в модель кулоновскую щель шириной Δ . Согласно работе [15], плотность состояний вблизи уровня Ферми с учетом кулоновской щели описывается выражением

$$g(E) = \frac{3\epsilon^3}{\pi e^6} (E - \mu)^2. \quad (9)$$

Умножим рассчитанную вероятность люминесценции в области шириной Δ вблизи уровня Ферми на плотность состояний (9). Спектр люминесценции с учетом кулоновской щели показан на рис. 3. Кривая 1 соответствует случаю быстрой рекомбинации без релаксации (ср. с кривой 4 на рис. 1), кривая 2 соответствует случаю эффективной релаксации носителей по энергии (ср. с кривой 3 на рис. 1). Для сравнения на рис. 3 пунктиром показан спектр люминесценции без учета кулоновской щели и релаксации носителей по энергии, полученный в работе [10].

3. Обсуждение и сравнение с экспериментом

Рассмотрим условия применимости описанной выше модели. Для того чтобы перед люминесценцией неосновные носители успели релаксировать на 0-комплексы, необходимо, чтобы время релаксации неосновных но-

сителей было много меньше, чем время жизни носителей. Поскольку дырки обладают значительно большей массой, скорость релаксации дырок значительно ниже, чем электронов. Поэтому наиболее вероятно появление длинноволнового пика, соответствующего люминесценции 0-комплексов, в материале p -типа, в котором неосновными носителями являются электроны.

Приведем оценку для концентрации легирующей примеси, при которой возможна эффективная релаксация электронов. Опуская предэкспоненциальные множители, вероятность прямого перехода электрона с одного донора на другой можно оценить как $\exp(-2r_{dd}/a_e)$. Здесь r_{dd} — среднее расстояние между соседними донорами, a_e — боровский радиус электрона. Для вероятности рекомбинации можно написать выражение $\exp(-2r_{da}/a_e)$, где r_{da} — среднее расстояние между донором и ближайшим акцептором. В материале p -типа среднее расстояние между донорами больше, чем среднее расстояние от донора до акцептора. Таким образом, требуемое соотношение между временами релаксации и рекомбинации может выполняться в двух случаях: либо вероятность рекомбинации может быть сильно уменьшена за счет предэкспоненциальных множителей (например в непрямозонном полупроводнике или за счет пространственного разделения носителей), либо релаксация электронов должна происходить через зону проводимости. Вероятность ионизации электрона в зону проводимости с точностью до предэкспоненциальных равна $\exp(-E_B/kT)$, где E_B — боровская энергия электрона, T — температура. Для оценки рассмотрим характерное для GaAs значение $E_B = 6$ мэВ, $T = 10$ К. Соответствующее значение боровского радиуса электрона $a_e = \frac{e^2}{\epsilon E_B} \approx 20$ нм. При данных параметрах вероятность ионизации донора будет больше, чем вероятность рекомбинации при концентрации акцепторов, меньшей чем 10^{15} см^{-3} . В результате неоднородности распределения заряженных примесей будет возникать крупномасштабный потенциал. Так как масштабы изменения такого потенциала много больше размеров комплексов, крупномасштабный потенциал не изменяет энергию оптических переходов в отдельных центрах. Однако он изменяет статистику заполнения центров вблизи уровня химического потенциала. При этом однозначная связь между расстоянием в паре донор-акцептор и положением примесного уровня относительно уровня химического потенциала будет нарушаться, что приведет к уширению высокоэнергетического края фотолюминесценции и низкоэнергетического края в поглощении. Для качественной оценки величины крупномасштабного потенциала при малой степени компенсации можно использовать выражение из работы [15]:

$$\gamma = 0.26Q \left(\frac{N_a}{N_d} \right)^{1/4}. \quad (10)$$

В том случае, если амплитуда флуктуаций (10) будет больше, чем ширина кулоновской щели (8), в спектрах излучения кулоновская щель проявляться не будет. В противоположном случае в спектрах излучения

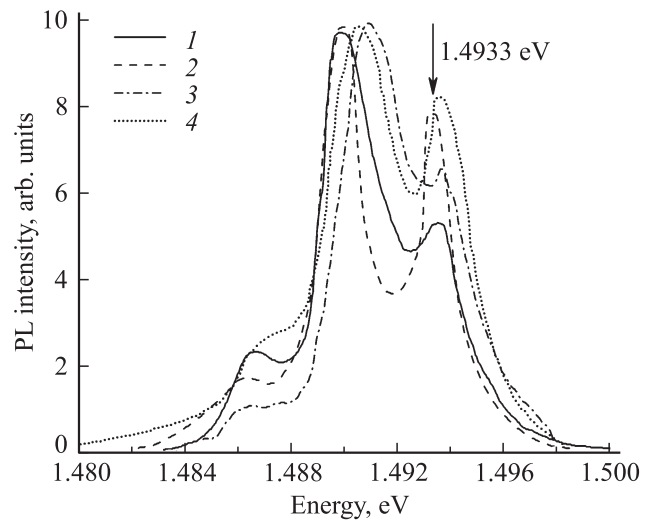


Рис. 4. Экспериментальные спектры фотолюминесценции в образцах GaAs с малой концентрацией легирующей примеси при низкой температуре. Кривая 1 из работы [18], кривая 2 из [19], кривая 3 из [20] и кривая 4 из [21]. Высокоэнергетическая линия (~ 1.4933 эВ) идентифицирована по диамагнитному сдвигу как переход свободного электрона на акцептор [19]. Хорошо видно, что в области спектра, соответствующей переходам донор-акцептор, наблюдается наличие провала, что качественно согласуется с нашими результатами.

появится особенность в виде уменьшения интенсивности излучения центров, находящихся вблизи уровня химического потенциала. Для рассматриваемых нами концентраций $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ширина щели Δ и амплитуда потенциала γ являются величинами одного порядка ~ 1 мэВ. Однако приведенные выражения (8), (10) дают очень грубую оценку для этих величин. Точное значение ширины кулоновской щели Δ и амплитуды крупномасштабного потенциала γ может быть получено методами численного моделирования.

В литературе опубликован ряд экспериментальных работ, посвященных измерению спектров фотолюминесценции в особо чистых образцах GaAs. Несмотря на то, что приближение малых компенсаций для них заведомо не выполняется, плотность состояний примесной зоны может проявляться в спектрах в силу того, что в таких материалах времена жизни и энергетической релаксации оказываются сравнимыми. На рис. 4. приведены экспериментальные данные из статей [18–21], опубликованных разными коллективами. На связанной с акцепторами части спектров люминесценции воспроизводятся особенности, качественно сходные с теми, что предсказывает наша модель, а именно наблюдается наличие провала в спектре донорно-акцепторной линии, как бы разделяющего ее на две части. На спектрах с более высокой концентрацией такие особенности отсутствуют. В литературе сейчас не существует однозначной интерпретации этого явления. Мы предполагаем, что оно связано с проявлением кулоновских корреляций в оптических свойствах полупроводников.

4. Заключение

В работе теоретически показано, что кулоновские корреляции влияют не только на вид плотности состояний при ненулевой компенсации, но также на спектры поглощения и фотолюминесценции. В описанных приближениях спектр люминесценции будет состоять из 2 пиков, длинноволновый пик соответствует люминесценции 0-комплексов, а коротковолновый — люминесценции 1-комплексов. Соотношение между интенсивностями пиков определяется динамикой процессов захвата неосновных носителей. В случае большого времени жизни свободные носители будут релаксировать на 0-комплексы, в случае быстрой рекомбинации носители будут захватываться на ближайшие комплексы, поэтому комплексы всех типов будут давать вклад в люминесценцию. Показано качественное согласие этих результатов с имеющимися экспериментальными данными.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 14-12-00255.

Список литературы

- [1] А.Г. Забродский. УФН, **168** (7), 804 (1998).
- [2] W. Mason, S.V. Kravchenko, G.E. Bowker, J.E. Furneaux. Phys. Rev. B, **52**, 7857 (1995).
- [3] H. Yoshioka, T. Nakamura, T. Kimoto. J. Appl. Phys., **115**, 014 502 (2014).
- [4] T. Ferrus, R. George, C.H.W. Barnes, M. Pepper. Appl. Phys. Lett., **97**, 142 108 (2010).
- [5] V.Y. Butko, J.F. DiTusa, P.W. Adams. Phys. Rev. Lett., **84**, 1543 (2000).
- [6] T. Chen, B. Skinner, B.I. Shklovskii. Phys. Rev. Lett., **109**, 126 805 (2012).
- [7] I.S. Burmistrov, I.V. Gornyi, A.D. Mirlin. Phys. Rev. B, **89**, 035 430 (2014).
- [8] Z. Klusek, P. Dabrowski, P. Kowalczyk, W. Kozlowski, W. Olejniczak, P. Blake, M. Szybowicz, T. Runka. Appl. Phys. Lett., **95**, 113 114 (2009).
- [9] А.П. Леванюк, В.В. Осипов. УФН, **133** (3), 427 (1981).
- [10] В.В. Осипов, М.Г. Фойгель. ФТП, **10** (3), 522 (1976).
- [11] Е.Л. Ивченко, Л.В. Такунов. ФТП, **10** (7), 1334 (1976).
- [12] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, И.Я. Янчев. Письма ЖЭТФ, **14** (5), 348 (1971).
- [13] P.V. Petrov, Y.L. Iánov, N.S. Averkiev, A.Y. Silov. Sol. St. Commun., **152** (24), 2185 (2012).
- [14] V.V. Osipov, T.I. Soboleva M.G. Foigel. Soviet J. Exp. Theor. Phys., **48**, 527 (1978).
- [15] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [16] B. Skinner, T. Chen, B.I. Shklovskii. Phys. Rev. B, **85**, 205 316 (2012).
- [17] A.L. Efros, B. Skinner, B.I. Shklovskii. Phys. Rev. B, **84**, 064 204 (2011).
- [18] E. Hal Bogardus, H. Barry Bebb. Phys. Rev., **176** (3), 993 (1968).
- [19] J.A. Rossi, C.M. Wolfe, J.O. Dimmock. Phys. Rev. Lett., **25** (23), 1614 (1970).
- [20] P.W. Bohn, T.D. Harris, R. Bhat, H.M. Cox. Appl. Spectroscopy, **38** (3), 417 (1984).
- [21] T. Nakanisi. J. Cryst. Growth, **68** (1), 282 (1984).

Редактор А.Н. Смирнов

Influence of coulomb correlations on the luminescence and absorption in compensated semiconductors

N.A. Bogoslovskiy, P.V. Petrov, Y.L. Ivánov, N.S. Averkiev, K.D. Tsendin

Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract In this paper we calculate the donor-acceptor absorption and luminescence spectra in weakly compensated semiconductors. When calculating the luminescence spectrum we considered two opposite cases of long and short carrier lifetimes compared with an energy relaxation time. We show that in the case of the long carrier lifetime the photoluminescence spectrum strongly shifts to a low energy side due to relaxation of minority carriers. In the case of the intermediate lifetime the photoluminescence spectrum consists of two peaks, which is in good agreement with experimental data.