

УДК 621.315.592

## Инфракрасное излучение из кремниевых наноструктур, сильно легированных бором (Обзор)

© Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, Р.В. Кузьмин<sup>¶</sup>, А.М. Маляренко, В.А. Машков\*

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

\* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получен 1 сентября 2011 г. Принят к печати 12 сентября 2011 г.)

Интенсивное сильно поляризованное излучение из кремниевых наноструктур, легированных бором до концентрации  $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , изучается в зависимости от температуры, величины прямого тока, а также в условиях приложения дополнительного латерального электрического поля. Особенности поведения интенсивности и степени поляризации люминесценции указывают на роль в ее формировании упорядоченной системы диполей  $\text{B}^+ - \text{B}^-$ , образующейся вследствие реконструкции мелких акцепторов бора, как центров с отрицательной корреляционной энергией. Полученные результаты объясняются в рамках предложенной модели, построенной на основе двухэлектронных адиабатических потенциалов, согласно которой излучение возникает в результате донорно-акцепторной рекомбинации, протекающей через состояния дипольных центров бора при участии мелких доноров фосфора.

### 1. Введение

Интерес к исследованию оптического излучения из структур на основе кремния возник достаточно давно и связан, прежде всего, с огромными перспективами, открывающимися с развитием кремниевой оптоэлектроники и созданием оптической системы передачи данных [1]. Дело в том, что согласно закону Мура, количество транзисторов в чипах процессоров удваивается приблизительно каждые полтора года. При этом медные соединения, обеспечивающие связь между компонентами чипа и отдельными платами, уже сейчас не способны обеспечить необходимую скорость обмена информацией. Переход к оптической системе передачи данных позволил бы решить эту проблему и открыл бы пути для дальнейшего развития. По этой причине в настоящее время ведется интенсивная работа, направленная на создание эффективного кремниевого источника излучения. При этом разрабатываются несколько подходов, в рамках которых исследуются системы на основе пористого кремния, нанокристаллов кремния, пластически деформированного кремния, а также кремния, легированного эрбием [2–7]. В последнее десятилетие появилось большое число работ, посвященных обнаружению относительно интенсивной ближкромной люминесценции из монокристаллического кремния, имплантированного бором [8–11]. Этот достаточно неожиданный результат первоначально объяснялся пространственной локализацией носителей посредством дислокационных петель, возникающих в процессе имплантации. Однако обнаружение похожего эффекта при введении бора методом диффузии [12], а также учет влияния примесей, захваченных на дисло-

кации, поставили под сомнение правомерность такого объяснения [13]. Основываясь на этом, ответ следует искать в другой области, и внимание привлекает, прежде всего, тот факт, что независимо от метода легирования, концентрация бора в структурах с большой интенсивностью излучения была высокой и достигала предела растворимости [14–16]. Причем авторами работы [16] было показано, что интенсивность возрастает с увеличением степени легирования, достигая максимума при концентрации бора  $N(\text{B}) \approx 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Дальнейшее увеличение концентрации приводит к гашению люминесценции, связанное, по мнению авторов [16], с образованием кластеров бора, что является неизбежным процессом в рамках различных технологий легирования. Данное ограничение, однако, может быть преодолено в связи с развитием газотранспортных методов легирования [17].

Цель данной работы — изучение электро- и фотолюминесценции из кремниевых наноструктур, представляющих собой сверхузкие, 8 нм, диффузионные профили бора с концентрацией  $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , содержащие кремниевую квантовую яму  $p$ -типа проводимости шириной 2 нм, ограниченную  $\delta$ -барьерами, сильно легированными бором. Такие структуры создаются на поверхности  $n$ -Si(100) после предварительного ее окисления и кратковременной диффузии бора, контролируемой с помощью управления потоками собственных межузельных атомов и вакансий. Электро- и фотолюминесценция из данных наноструктур исследовались в широком диапазоне температур, мощностей возбуждения, а также в условиях приложения дополнительного латерального электрического поля. Было обнаружено, что излучение обладает высокой интенсивностью, в том числе и при комнатной температуре (около 0.03 мВт при прямом то-

<sup>¶</sup> E-mail: roman.kuzmin@mail.ioffe.ru

ке 50 мА), а также высокой степенью линейной поляризации (до 30%). Проведенные исследования позволили сделать предположение, что в формировании спектров люминесценции кремниевых наноструктур, сильно легированных бором, важную роль играет упорядоченная система диполей  $B^+B^-$ , образующаяся вследствие реконструкции мелких акцепторов бора, как центров с отрицательной корреляционной энергией. Ранее было обнаружено, что такая упорядоченная система приводит к появлению корреляционной щели в плотности состояний дырочного газа, а также является основой высокотемпературной сверхпроводимости, наблюдаемой в данных наноструктурах при достижении некоторых критических условий [17]. Анализ совокупности всех полученных результатов позволил сформулировать модель, согласно которой излучение из кремниевых наноструктур, сильно легированных бором, возникает вследствие донорно-акцепторной рекомбинации с участием состояний мелкого донора фосфора и тригональных дипольных центров бора, образующихся в результате реконструкции мелких акцепторов.

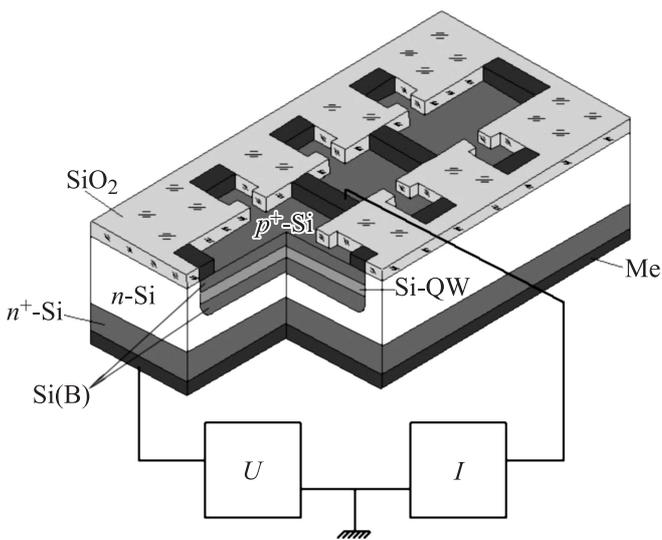
## 2. Получение кремниевых наноструктур, сильно легированных бором, и методика эксперимента

В основе формирования кремниевых наноструктур, исследуемых в данной работе, лежат процессы локального самоупорядочения, которые возникают вследствие анизотропии диффузии собственных атомов решетки, а также примесных атомов при их внедрении в полупроводниковую матрицу. Подобная самоорганизация примесных атомов может возникать в результате различных процессов, однако она резко усиливается при использовании метода неравновесной примесной диффузии в условиях контролируемой инжекции вакансий или собственных межузельных атомов [18,19]. Известно [19–22], что генерация избыточных потоков собственных дефектов возникает в процессе формирования слоев окисла на поверхности монокристаллического кремния. При этом встречные потоки собственных межузельных атомов и вакансий имеют выделенное кристаллографическое направление соответствующее вдоль осей  $\langle 111 \rangle$  и  $\langle 100 \rangle$  [18]. В этом случае собственные дефекты образуют микродефекты в форме пирамид, причем распределение микродефектов, созданных на начальной стадии окисления, по видимому, представляет собой модификацию фрактала типа салфетки Серпинского со встроенными продольными сверхузкими кремниевыми квантовыми ямами. После предварительного окисления, а также процессов фотолитографии и травления в рамках кремниевой планарной технологии имеется возможность реализовать режим ускоренной диффузии легирующей примеси из газовой фазы, стимулируя обменное взаимодействие примесного атома с собственным межузельным атомом или вакансией с помощью дополнительной подпитки кислородом

[18]. Особый интерес представляет реализация режима резкого торможения примесной диффузии в случае полной аннигиляции собственных дефектов [18]. Именно в режиме паритета kick-out и вакансионного механизмов образуются сверхмелкие диффузионные профили бора, являющиеся основой кремниевых наноструктур, исследуемых в данной работе. В зависимости от режимов предварительного окисления и последующей неравновесной примесной диффузии процессы самоупорядочения микродефектов и легирующих примесей могут стимулировать формирование внутри таких профилей как поперечных, так и продольных кремниевых квантовых ям, ограниченных  $\delta$ -барьерами, сильно легированными бором [17–19].

Для создания исследуемых кремниевых наноструктур использовались подложки  $n$ -Si (100) толщиной 350 мкм с удельным сопротивлением 20 Ом·см, которые окислялись при температуре 1150°C в атмосфере сухого кислорода, содержащей пары  $CCl_4$ . Для проведения кратковременной диффузии бора в слое окисла с помощью фотолитографии вытравливались окна. Диффузия проводилась из газовой фазы при температуре  $T_{diff} = 900^\circ C$ . Данная температура, как было показано в работах [19–21,23], обеспечивает паритет между различными механизмами диффузии, приводящий к резкому ее замедлению, и формированию сверхузких диффузионных профилей с концентрацией бора  $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , которая контролировалась с помощью вторичной ионной масс-спектрометрии. Более подробно о технологии получения и микроструктуре исследуемых в данной работе образцов можно узнать из предыдущих публикаций [24–26].

Для проведения измерений электролюминесценции рабочая поверхность полученных  $p^+n$ -структур, имеющая площадь  $4.7 \times 0.1 \text{ мм}^2$  или  $4.7 \times 0.05 \text{ мм}^2$ , снабжалась десятью золотыми контактами с размерами  $0.2 \times 0.1 \text{ мм}$  и  $0.2 \times 0.05 \text{ мм}$ , геометрия которых представлена на рис. 1; обратная сторона структуры покрывалась алюминием. Полученные образцы помещались в регулируемый криостат для проведения исследований в температурном диапазоне от 4.2 до 300 К. Измерение электролюминесценции производилось в режиме стабилизации тока, прикладываемого в прямом направлении (минус на обратную сторону структуры, плюс к одному из двух центральных золотых контактов на рабочей поверхности). При изучении фотолюминесценции использовался полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 980 нм и мощностью 80 мВт. Излучение из исследуемых кремниевых наноструктур анализировалось при помощи дифракционного спектрометра на базе монохроматора МДР-23 и регистрировалось InGaAs-фотодиодом с использованием стандартной техники синхронного детектирования. Комбинированная функция пропускания оптической части экспериментальной установки и спектральной чувствительности детектора определялась путем измерения спектра излучения абсолютно черного тела, нагретого до температуры 1500°C. Абсолютное



**Рис. 1.** Схематическое изображение исследуемого образца, представляющего собой сверхтонкие диффузионные профили бора на поверхности  $n$ -Si (100), содержащие кремниевую квантовую яму  $p$ -типа проводимости (Si-QW), ограниченную  $\delta$ -барьерами, сильно легированными бором,  $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Электролюминесценция возбуждается в режиме стабилизации прямого тока в  $p^+ - n$ -переходе.

спектральное положение монохроматора калибровалось по узким линиям в спектре поглощения водяных паров с точностью не хуже нескольких ангстрем.

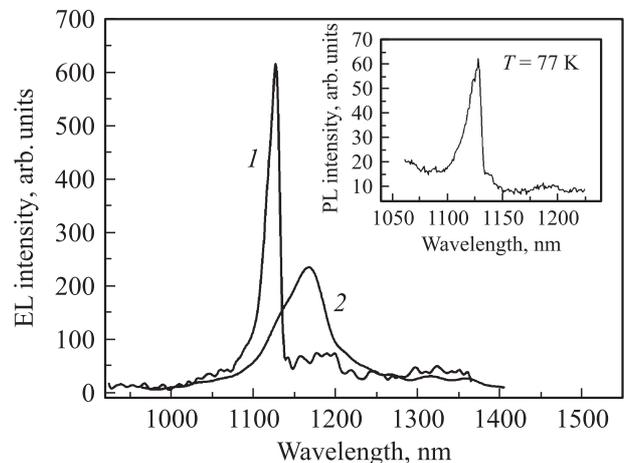
### 3. Результаты и их обсуждение

#### 3.1. Спектры электролюминесценции кремниевых наноструктур, сильно легированных бором

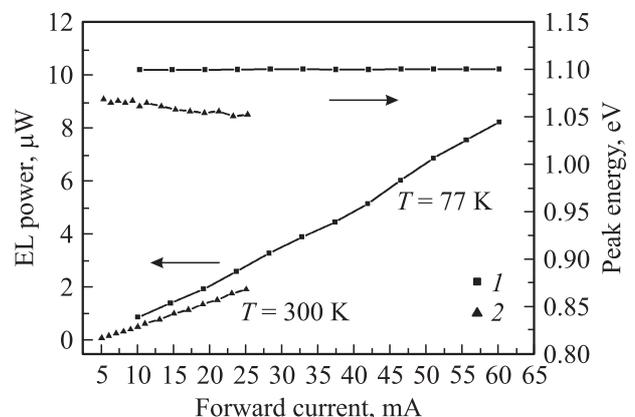
Спектры электролюминесценции (ЭЛ) исследуемых кремниевых наноструктур, измеренные при температурах 77 и 300 К и прямом токе 20 мА, представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, при  $T = 77 \text{ К}$  в спектре доминирует линия излучения с максимумом на длине волны 1126 нм и полной шириной на полувысоте (FWHM) 18 нм, а также ее фоновое повторение, связанное с эмиссией поперечного оптического (ТО) фона. Аналогичный спектр наблюдается и при изучении фотолюминесценции (см. вставку на рис. 2). При повышении температуры до комнатной рассматриваемая линия излучения демонстрирует увеличение FWHM до 70 нм, а также спектральный сдвиг в область меньших энергий. Кроме того, увеличение температуры приводит к появлению достаточно широкого энергетического хвоста в длинноволновой области спектра. Что касается мощности излучения, то из ее зависимости от прямого тока  $W(I)$ , показанной для обеих температур на рис. 3, видно, что она является достаточно высокой. При этом следует отметить, что данные значения получены

при возбуждении ЭЛ через контакт малой площади  $0.2 \times 0.05 \text{ мм}^2$ . В случае же распределения прямого тока по всем золотым контактам, имеющимся на поверхности структуры площадью  $4.7 \times 0.05 \text{ мм}^2$ , мощность излучения при комнатной температуре и токе 50 мА достигает величины 0.03 мВт. Подобный подход позволяет также избежать нагревания структуры, контролируемого по смещению положения максимума спектра люминесценции.

Значения  $W(I)$  вычислялись с учетом пространственного распределения излучения на основании площади под кривыми спектров электролюминесценции и калибровки экспериментальной установки по эталонному источнику с известной мощностью. Такой способ вычисления позволяет определить мощность излучения



**Рис. 2.** Спектры электролюминесценции кремниевых наноструктур, сильно легированных бором, полученные при прямом токе 20 мА и двух значениях температур  $T$ , К: 1 — 77, 2 — 300. На вставке представлен спектр фотолюминесценции (PL), зарегистрированный на этом же образце.



**Рис. 3.** Зависимости мощности излучения ( $I$ ) и спектрального положения максимума линии электролюминесценции ( $2$ ) исследуемых кремниевых наноструктур, сильно легированных бором, от величины прямого тока, измеренные при температурах 77 и 300 К.

непосредственно в спектральном диапазоне рассматриваемой здесь линии, и исключить вклад видимого и дальнего инфракрасного диапазонов длин волн, также присутствующих в люминесценции исследуемых кремниевых наноструктур [17,27]. В случае использования, например, калиброванного фотодиода, установленного в непосредственной близости от образца, последнее было бы трудно осуществимо. Наличие излучения в широкой спектральной области приводит также к чрезмерной сложности расчета внешней квантовой эффективности для исследуемой здесь линии излучения, так как не представляется возможным определить, какая часть из протекающего через структуру прямого тока участвует в ее возникновении.

Перейдем теперь к анализу характеристик электролюминесценции. Сразу следует заметить, что рассматриваемое здесь излучение рождается именно в сильно легированной области, о чем свидетельствует вид зависимости  $W(I)$ , демонстрирующий линейность вплоть до высоких значений прямого тока. И в самом деле, интегральная интенсивность люминесценции определяется главным образом скоростью изменения неравновесной концентрации электронно-дырочных пар  $d(\delta n)/dt$ , которые создаются внешним возбуждением со скоростью  $G_R$ . Величина  $d(\delta n)/dt$  складывается из скоростей излучательной,  $R_{em}$ , и безызлучательной,  $R_{nr}$ , рекомбинаций. При этом основной вклад в поведение  $d(\delta n)/dt$  от  $G_R$  дает  $R_{em}$ , так как зависящий от концентрации носителей оже-процесс начинает доминировать при более высоких ее значениях, чем достигаемые в рамках рассматриваемого здесь эксперимента. Что касается  $G_R$ , то возможный эффект самопоглощения, способный приводить к нелинейной зависимости скорости генерации от прямого тока, не должен играть существенной роли. Последнее предположение является вполне обоснованным, так как в материале  $p$ -типа концентрация заполненных начальных состояний, способных участвовать в поглощении, крайне мала. Разумно также не принимать во внимание процессы стимулированного излучения и рассматривать как основную только спонтанную люминесценцию. Тогда скорость изменения избыточной концентрации будет выражаться соотношением:

$$\frac{d(\delta n)}{dt} = -\frac{R_{sp}^0}{n_0 p_0} (np - n_0 p_0), \quad (1)$$

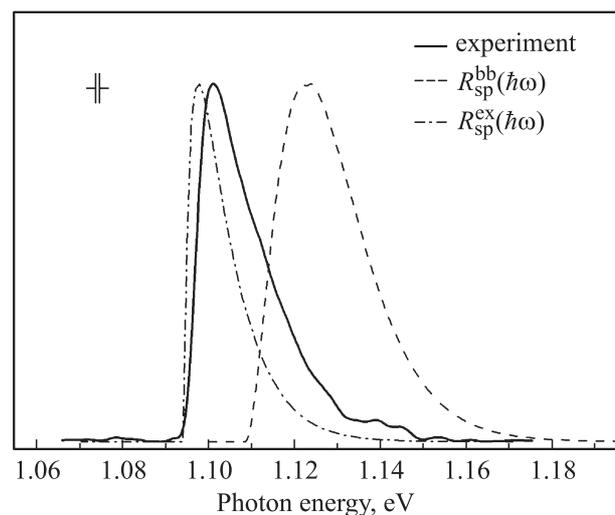
где  $R_{sp}^0$  — скорость спонтанной излучательной рекомбинации в термодинамическом равновесии, когда число переходов „сверху вниз“ равняется числу переходов „снизу вверх“.  $n_0$ ,  $p_0$  — равновесные концентрации соответственно электронов и дырок;  $n = n_0 + \delta n$ ,  $p = p_0 + \delta p$  — суммарные концентрации электронов и дырок с учетом избыточных ( $\delta n$  и  $\delta p$ ), генерируемых внешним возбуждением [28]. Для того чтобы величина  $d(\delta n)/dt$  линейно зависела от внешнего возбуждения, необходимо выполнение условия  $p_0 \gg \delta p$  (либо  $n_0 \gg \delta n$ ), достигаемого в сильно легированной области

$p(n)$ -типа и приводящего к соотношению (в случае  $p_0 \gg \delta p$ , учитывая, что  $\delta n \approx \delta p$ ):

$$\begin{aligned} \frac{d(\delta n)}{dt} &= -R_{sp}^0 \frac{n_0 \delta p + p_0 \delta n + \delta n \delta p}{n_0 p_0} \\ &= -R_{sp}^0 \frac{n_0 + p_0}{n_0 p_0} \delta n. \end{aligned} \quad (2)$$

Таким образом, излучение из исследуемых кремниевых наноструктур рождается именно в сильно легированной бором области  $p$ -типа. Следует отметить, что при получении соотношения (2) не было сделано никаких предположений относительно  $R_{sp}^0$ , т.е. полученный выше результат не зависит от конкретного механизма рекомбинации, отвечающего за возникновение излучения.

Не вдаваясь в детали, можно было бы сделать предположение, что представленные на рис. 2 линии излучения, по крайней мере, при  $T = 77$  К, соответствуют непрямо-му переходу в объемном кремнии между дном зоны проводимости и верхом валентной зоны, сопровождающемуся эмиссией ТО фонона с энергией  $\hbar\omega_{TO} = 57.5$  мэВ, необходимого для сохранения квазиимпульса. Однако интерпретация спектров излучения кремния вблизи края собственного поглощения является довольно сложной задачей. Сложность возникает, прежде всего, вследствие малых энергий активации основных доноров и акцепторов, что выражается в возможном наложении различных каналов рекомбинации в относительно небольшой спектральной области. Как результат, немного более детальный анализ приводит к заключению об ошибочности сделанного выше предположения. Действительно, на рис. 4 для сравнения с экспериментально полученной линией



**Рис. 4.** Линия электролюминесценции исследуемых кремниевых наноструктур (сплошная кривая), измеренная при  $T = 77$  К, и скорость излучательной рекомбинации, рассчитанная для непрямого перехода в монокристаллическом кремнии без учета (штриховая кривая) и с учетом (штрихпунктирная кривая) экситонных эффектов.

излучения кремниевых наноструктур, сильно легированных бором (сплошная кривая на рис. 4), представлена скоростью излучательной рекомбинации для непрямого перехода в монокристаллическом кремнии (штриховая кривая на рис. 4). Видно, что как по форме, так и по спектральному положению эти две кривые далеки от совпадения. Расчет  $R_{sp}^{bb}$  проводился в соответствии с выражением

$$R_{sp}^{bb}(\hbar\omega) \propto \int_{E_c} \int_{E_v} \frac{1}{\exp\left[-\frac{E_v - F_p}{kT}\right] + 1} \frac{1}{\exp\left[\frac{E_c - F_n}{kT}\right] + 1} \times (E_c - E_g)^{1/2} (-E_v)^{1/2} \delta(E_v - E_c + \hbar\omega + \hbar\omega_{TO}) dE_v dE_c, \quad (3)$$

полученным в предположении, что матричный элемент перехода не зависит от частоты. При этом учитывались только процессы с испусканием фононов, так как поглощение фононов при низкой температуре мало вероятно. По этой же причине эффект самопоглощения, способный приводить к изменению формы спектра излучения, не принимался во внимание.

При вычислении квазиуровней Ферми для электронов  $F_n$  и дырок  $F_p$  учитывалось двенадцатикратное вырождение зоны проводимости, вследствие наличия шести эквивалентных долин и двух проекций спина, а также четырехкратное вырождение валентной зоны. Следует отметить, что учет хвостов плотности состояний, связанных с наличием высокой степени легирования, выполненный на основе [29], приводит лишь к незначительному изменению вида спектра. И, наконец, рассчитанная по формуле (3) скорость излучательной рекомбинации корректировалась с учетом функции пропускания оптической части экспериментальной установки и спектральной чувствительности детектора.

Отличие в расчетном спектральном положении от полученного экспериментально положения линии излучения могло бы быть отнесено к наличию связанного состояния вследствие образования экситонов с энергией связи  $E_x \approx 15$  мэВ. Однако данное предположение сталкивается с серьезными возражениями, связанными, прежде всего, с крайне малой вероятностью существования экситонов при высоких уровнях легирования, а также при высоких токах инжекции и температуре. Кроме того, форма спектра излучения, рассчитанная для данного случая, не соответствует наблюдаемой (см. рис. 4, сплошная и штрихпунктирная кривые). Последняя построена на основании скорости излучательной рекомбинации,

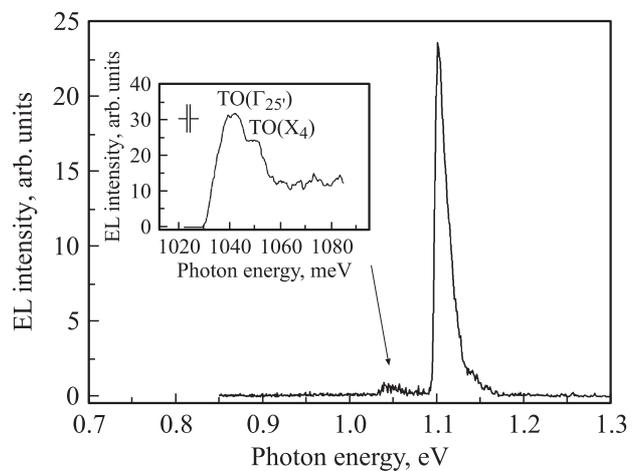
$$R_{sp}^{ex}(\hbar\omega) \propto \sqrt{\hbar\omega - E_g - E_x - \hbar\omega_{TO}} \times \exp\left[-\frac{\hbar\omega - E_g - E_x - \hbar\omega_{TO}}{kT}\right], \quad (4)$$

свободных экситонов с участием ТО фононов, полученной при тех же предположениях, которые были сделаны выше [28,30], а также скорректированной с учетом спектральной зависимости пропускания оптической части

экспериментальной установки и спектральной чувствительности детектора.

Таким образом, естественно предположить, что механизм рекомбинации, отвечающий за возникновение излучения в кремниевых наноструктурах, сильно легированных бором, связан именно с наличием примесей. При этом рекомбинация может происходить и без участия фонона, так как при высоких уровнях легирования закон сохранения квазиимпульса снимается [31].

Информацию об участии фононов в процессе рекомбинации можно получить, проанализировав, например, фононное повторение от рассматриваемой линии излучения. Действительно, допустим, что рекомбинация электрона и дырки, находящихся в точках зоны Бриллюэна с различными волновыми векторами  $q_c$  и  $q_v$ , происходит при участии фонона. Тогда закон сохранения квазиимпульса требует, чтобы волновой вектор фонона  $q_{ph}$ , равнялся разности волновых векторов электрона и дырки  $q_{ph} = |q_c - q_v|$ . В случае же двухфононного процесса, который и приводит к возникновению фононного повторения, сумма волновых векторов уже двух фононов должна быть равна этой разности  $q_{ph} + q_{ph}^* = |q_c - q_v|$ , а следовательно,  $q_{ph}^*$  должен равняться нулю. По этой причине фононное повторение отстоит от основной линии излучения на величину, равную энергии фонона в центре зоны Бриллюэна  $\hbar\omega_{TO}(q=0) = 64$  мэВ. Если же закон сохранения квазиимпульса снимается, то в фононном повторении могут участвовать любые фононы. Данное обстоятельство приведет к более широкой линии повторения, по сравнению с шириной основной линии, с максимумами, соответствующими энергиям фононов вблизи краев зоны, где плотность состояний максимальна вследствие приближения фононных дисперсионных кривых к горизонтальной прямой. Именно такая картина наблюдается в случае анализируемой линии излучения



**Рис. 5.** Линия излучения электролюминесценции исследуемых кремниевых наноструктур, измеренная при  $T = 77$  К. На вставке представлено ее фононное повторение, демонстрирующее максимумы, соответствующие переходам с участием фононов вблизи границы зоны Бриллюэна.

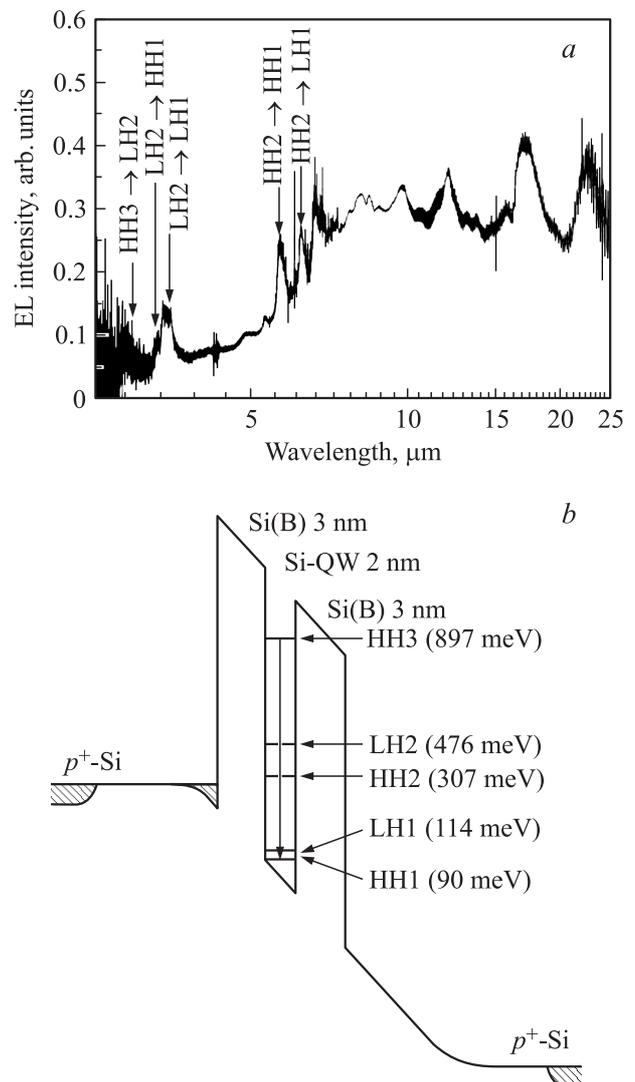
(см. рис. 5). Таким образом, процесс рекомбинации, приводящий к возникновению люминесценции из исследуемых кремниевых наноструктур, сильно легированных бором, по всей видимости, не требует участия фононов и протекает через состояния мелких доноров, например, фосфора, и через акцепторные состояния, связанные с бором. Такое заключение выглядит вполне естественным, учитывая тот факт, что именно механизм донорно-акцепторной рекомбинации является, возможно, основным механизмом возникновения близкраевой люминесценции во многих сильно легированных полупроводниках [32].

Исследование люминесценции из сильно легированного кремния продолжается уже довольно долгое время [33–36]. Основным результатом, который был получен, заключается в том, что уже при концентрациях примеси  $\geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в спектре люминесценции доминирует излучение, связанное с наличием примесной зоны. При этом выделяются два основных канала рекомбинации [34]. Первый представляет собой непосредственно донорно-акцепторную рекомбинацию дырок (электронов) примесной зоны с носителями, локализованными дискретными донорными (акцепторными) состояниями фоновой примеси (так называемая LL линия). Второй — это рекомбинация дырок (электронов) примесной зоны со свободными носителями одной из зон (HL линия) [34]. В последнем случае возможен также процесс, в котором и начальное и конечное состояния находятся на примесных уровнях, выродившихся в зону [37]. Соотношение HL и LL линий излучения определяется температурой, мощностью возбуждения и отношением концентраций донорной и акцепторной примесей, а сами линии обладают рядом интересных особенностей. Так, например, наряду с излучением, сопровождающимся испусканием фононов, в спектре наблюдается и бесфононная линия люминесценции [36,37]. Помимо этого, форма HL линии не зависит от типа легирующей примеси и одинакова для кремния, сильно легированного фосфором, и кремния, сильно легированного бором [34]. Причем спектральное положение обеих линий HL и LL сдвигается в сторону меньших энергий при увеличении степени легирования [37]. Некоторыми авторами [34,38,39] было также отмечено, что, несмотря на низкую оптическую квантовую эффективность кремния, как непрямозонного полупроводника, сильно легированный кремний обладает достаточно высокой интенсивностью излучения. Данное наблюдение находит подтверждение и в случае сильно легированных бором кремниевых наноструктур, исследуемых в данной работе (см. рис. 3). Однако о столь высоких значениях концентрации бора, как  $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , насколько известно авторам настоящей работы, сообщается впервые. Далее нами будет показано, что в этом случае излучение является результатом донорно-акцепторной рекомбинации (ДАР), происходящей между состояниями мелкого донора и состояниями, связанными с бором, который при таких высоких концентрациях

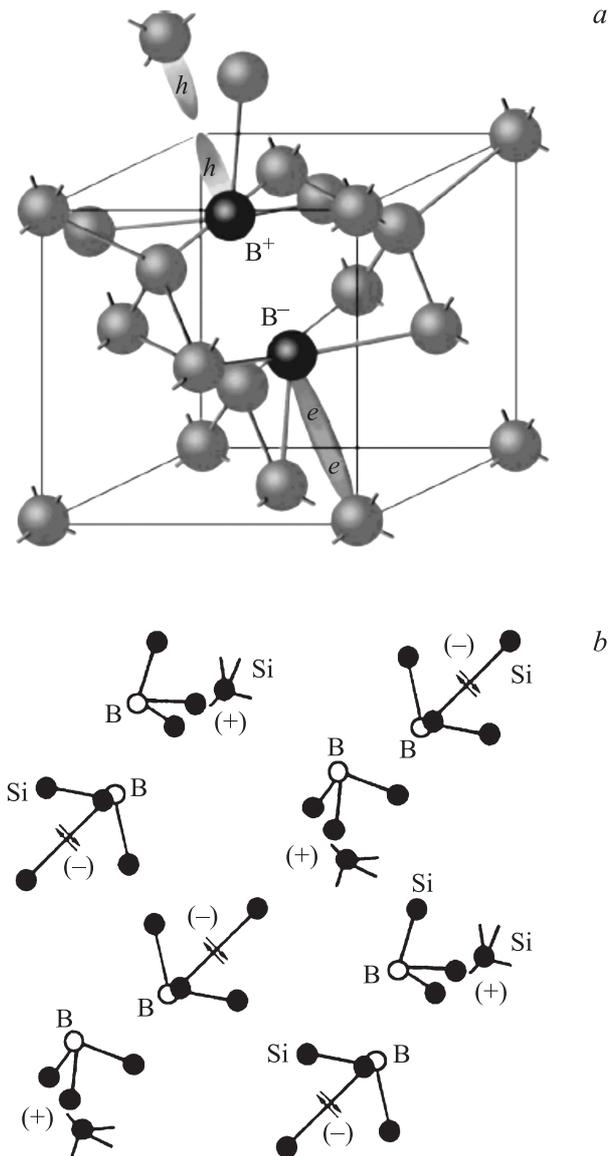
формирует упорядоченную систему примесных дипольных центров  $B^+ - B^-$ .

### 3.2. Особенности люминесценции и ее связь с упорядоченной системой дипольных центров бора

Для выяснения детальной структуры сверхмелких сильно легированных диффузионных профилей бора использовались данные большого числа методик, в том числе циклотронного резонанса (ЦР), электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), сканирующей туннель-



**Рис. 6.** *a* — спектр ЭЛ, индуцированной внутризонными переходными переходами в СККЯ *p*-типа проводимости, ограниченной сильно легированными бором  $\delta$ -барьерами на поверхности Si (100) *n*-типа. (Для регистрации электролюминесценции при  $T = 300 \text{ K}$  использовался ИК фурье-спектрометр IFS-115). *b* — уровни размерного квантования тяжелой и легкой двумерных дырок в СККЯ *p*-типа проводимости, ограниченной сильно легированными бором  $\delta$ -барьерами на поверхности Si (100) *n*-типа [17].



**Рис. 7.** *a* — модель реконструкции мелких акцепторов бора, происходящая вдоль кристаллографической оси (111), которая сопровождается образованием тригональных дипольных центров бора, B<sup>+</sup>–B<sup>-</sup>, с отрицательной корреляционной энергией, *b* — двумерная подрешетка упорядоченных дипольных центров бора, которая является основой формирования наноструктурированных δ-барьеров, ограничивающих СККЯ на поверхности Si (100) [17,23].

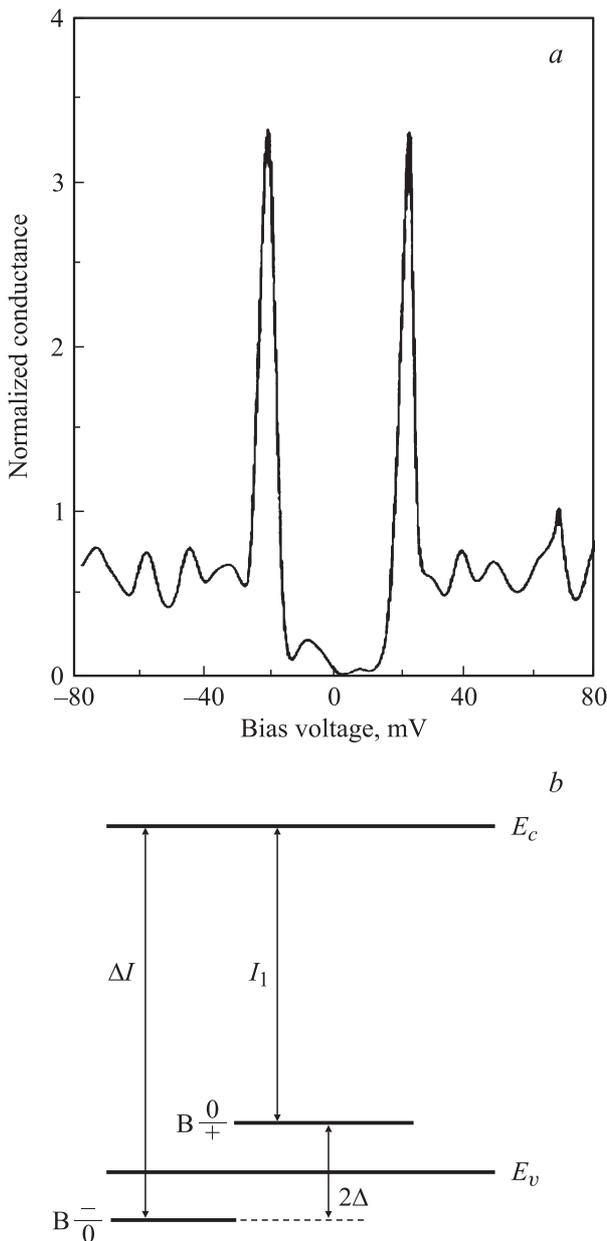
ной микроскопии (СТМ). Измерение ЦР электронов и дырок проводилось с помощью ЭПР спектрометра Bruker-Physik AG при вращении магнитного поля в плоскости как параллельной, так и перпендикулярной плоскости диффузионного профиля бора на поверхности кремния (100)[18,40,41]. Гашение и сдвиг линий ЦР, которые продемонстрировали 180-градусную симметрию при ориентации магнитного поля параллельно поверхности (100), позволили обнаружить наличие продольной сверхузкой кремниевой квантовой ямы (СККЯ), лока-

лизованной между сильно легированными δ-барьерами внутри сверхмелкого профиля. Идентификация СККЯ осуществлялась также по спектрам электролюминесценции, измеренным в видимой [27] и дальней инфракрасной областях спектра и демонстрирующим соответственно межзонные и внутризонные оптические переходы между уровнями размерного квантования (рис. 6, *a*). Полученная на их основе энергетическая схема уровней квантования двумерных дырок представлена на рис. 6, *b*. Обнаруженная СККЯ *p*-типа проводимости содержит двумерный дырочный газ, характеризуемый большими временами свободного пробега для тяжелых и легких дырок [40–42]. Этот результат является достаточно неожиданным, принимая во внимание высокий уровень легирования бором δ-барьеров, между которыми сформирована квантовая яма. Однако по данным температурных зависимостей проводимости и коэффициента Зеебека, а также локальным туннельным вольт-амперным характеристикам (ВАХ) [18,24,43] было обнаружено, что зарядовые корреляции, начинающие доминировать при наличии такой большой концентрации бора, приводят к образованию корреляционной щели в плотности состояний дырочного газа. В рамках предложенной модели [18] основную роль в формировании данной корреляционной щели играет реконструкция мелких акцепторов бора как центров с отрицательной корреляционной энергией [44–46], приводящая к образованию примесных диполей C<sub>3v</sub>-симметрии:



Дальнейшее подтверждение данная модель получила при изучении угловых зависимостей спектров ЭПР, которые позволили напрямую идентифицировать наличие тригональных дипольных центров бора B<sup>+</sup>–B<sup>-</sup> [23], ориентированных вдоль кристаллографических осей (111) (см. рис. 7).

Величина корреляционной щели определялась на основании измерений туннельных ВАХ, а также по данным локальной туннельной микроскопии (рис. 8, *a*). Причем последняя имеет преимущество, так как позволяет непосредственно определить локальную плотность состояний при измерении туннельного тока в условиях развертки напряжения, приложенного к СТМ-игле, позиция которой поддерживается в фиксированном вертикальном положении [47]. В этом случае, если к δ-барьерам приложить отрицательное напряжение, дырки будут туннелировать, заполняя свободные состояния в образце, в то время как положительное напряжение будет способствовать их опустошению. Так как условия транспорта двумерных дырок в исследуемых кремниевых наноструктурах близки к идеальным [48–51], регистрация спектров туннельной проводимости обеспечивает измерение локальной плотности состояний. Величина корреляционной щели, определенная таким образом, оказалась равной 0.044 эВ и задается энергиями ионизации фонового и коррелированного электронов в соответствии

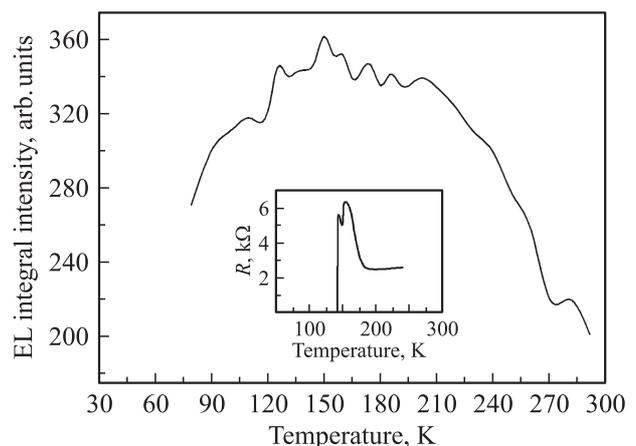


**Рис. 8.** *a* — туннельная ВАХ, полученная при  $T = 4.2$  К с помощью методики локальной туннельной спектроскопии, которая идентифицирует сверхпроводящую щель в наноструктурированных  $\delta$ -барьерах, сильно легированных бором, ограничивающих СККЯ  $p$ -типа проводимости на поверхности Si(100)  $n$ -типа. *b* — энергии ионизации фонового,  $I_1-(0/+)$ , и коррелированного,  $\Delta I-(-/0)$ , электронов, принадлежащих центру с отрицательной корреляционной энергией, которые определяют величину корреляционной щели  $2\Delta$ .

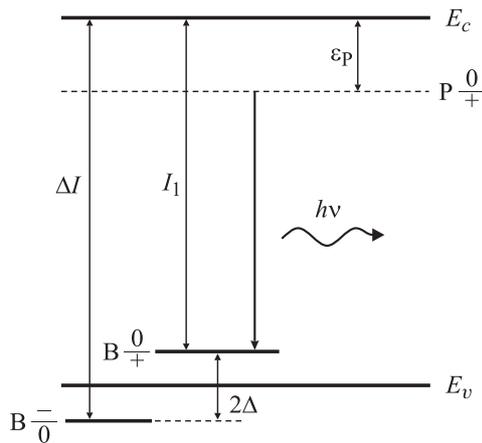
со схемой, представленной на рис. 8, *b*. Значения этих энергий  $E_v + 0.022$  эВ и  $E_v - 0.022$  эВ для  $B(+/0)$  и  $B(0/-)$  соответственно. Более низкоэнергетическая позиция  $B(0/-)$  является следствием отрицательной корреляционной энергии центра бора и выражается в том, что двум близко расположенным атомам бора энергетически более выгодно образовать диполь. Данное обстоятель-

ство и приводит к реконструкции совокупности мелких акцепторов бора в упорядоченную систему дипольных центров, в соответствии с реакцией (5). Следует отметить, что, образуемые при этом биполяроны малого радиуса, локализованные на каждом из диполей, являются частицами с целым спином и, как следствие, при достижении некоторых критических условий по плотности и температуре могут переходить в состояние бозе-эйнштейновской конденсации. Данное обстоятельство, по-видимому, приводит к существованию высокотемпературной сверхпроводимости, обнаруженной ранее в исследуемых кремниевых наноструктурах при достижении критической температуры  $T_c \approx 145$  К. Значение  $T_c$  определялось большим числом методик, в том числе путем измерения температурных и полевых зависимостей удельного сопротивления, термоэдс, теплоемкости и статической магнитной восприимчивости [17]. Причем все перечисленные методики дали близкие результаты.

Учитывая очень высокую концентрацию диполей бора  $\sim 2.5 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, величина  $T_c$ , по всей видимости, определяется не достижением критических условий конденсации, а связана с разрушением самой системы примесных диполей, вследствие нарушения условий реконструкции. Данное предположение находит подтверждение и при изучении электролюминесценции из исследуемых кремниевых наноструктур, сильно легированных бором. На рис. 9 представлена температурная зависимость площади под кривыми спектров ЭЛ, измеренных при прямом токе 20 мА. Из рисунка видно, что интенсивность электролюминесценции возрастает с увеличением температуры, достигая максимума при  $T \approx 150$  К, положение которого хорошо согласуется с критической температурой сверхпроводящего перехода. Для примера на вставке к рис. 9 показана температур-



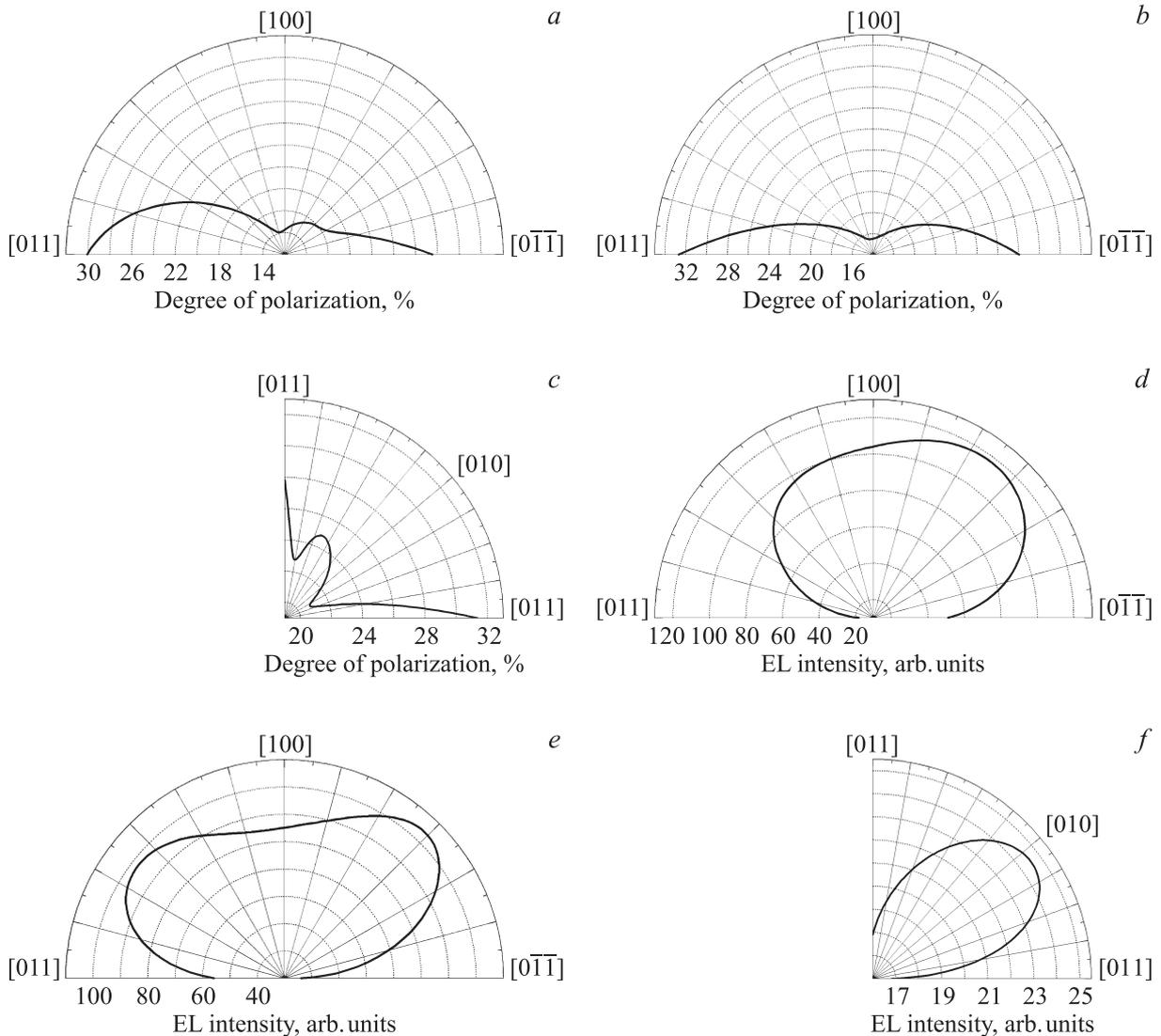
**Рис. 9.** Температурная зависимость ЭЛ исследуемых кремниевых наноструктур, демонстрирующая максимум интенсивности вблизи значения критической температуры сверхпроводящего перехода в  $\delta$ -барьерах, сильно легированных бором. На вставке показан соответствующий фазовый переход, зарегистрированный при измерении температурной зависимости сопротивления [17].



**Рис. 10.** Одноэлектронная зонная схема, представляющая процесс донорно-акцепторной рекомбинации между электроном, локализованным на мелком доноре фосфора (с энергией связи  $\epsilon_p$ ), и одной из дырок центра  $B^+$ .

ная зависимость удельного сопротивления исследуемых кремниевых наноструктур, измеряемого вдоль их поверхности. Обращающие на себя внимание, небольшие флуктуации интегральной интенсивности ЭЛ, имеющиеся вблизи  $T \approx 150$  К (рис. 9), могут быть объяснены критическими флуктуациями вблизи точки фазового перехода, наблюдаемыми во многих системах [52].

Таким образом, конечным состоянием в донорно-акцепторной рекомбинации, приводящей к возникновению излучения из исследуемых кремниевых наноструктур, по-видимому, является состояние, связанное с диполем бора, а именно  $B(+/0)$ . При этом, учитывая энергетическое положение исследуемой линии люминесценции, можно сделать предположение, что начальным состоянием в этом случае может быть состояние мелкого донора, и, скорее всего фосфора, как основной легирующей примеси в кремнии  $n$ -типа, использовавшемся

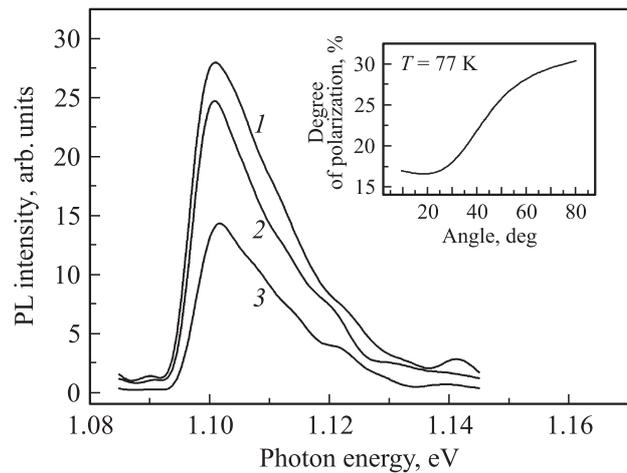


**Рис. 11.** Угловые зависимости степени линейной поляризации (a, b, c) и интегральной интенсивности (d, e, f) линии электролюминесценции исследуемых кремниевых наноструктур, сильно легированных бором, полученные при вращении образца в трех взаимно перпендикулярных плоскостях. Измерения проводились при величине прямого тока 20 мА и температуре 77 К.

для изготовления кремниевых наноструктур. Тогда анализируемое излучение является результатом донорно-акцепторной рекомбинации электрона, локализованного на фосфоре, и одной из дырок, связанной ионом бора  $B^+$ , в соответствии со схемой, представленной на рис. 10.

Участие в рекомбинации диполя бора приводит к тому, что практически все характерные для ДАР особенности, связанные с зависимостью энергии излучаемого кванта от кулоновского взаимодействия в паре, не проявляются. Линия излучения в данном случае может не менять форму и не демонстрировать характерного красного смещения при увеличении мощности возбуждения и времени задержки. Подобная ситуация не является новой и похожие примеры можно найти в работах [53–55], где донорно-акцепторная рекомбинация наблюдается в условиях, когда один или оба компонента нейтральны. При этом, однако, вероятность рекомбинации по-прежнему быстро падает с увеличением расстояния в паре. Поэтому для повышения интенсивности излучения целесообразно создавать большие концентрации примесей. С этим обстоятельством, возможно, связано возрастание интегральной интенсивности излучения при увеличении степени легирования кремния, отмеченное некоторыми авторами [16,38,39]. При этом, конечно, большую роль играет и снятие закона сохранения квазиимпульса за счет релаксации момента вблизи примесных центров. Причем следует принимать во внимание, что, как было установлено в [31], интенсивность бесфононной линии люминесценции возрастает с увеличением силы связи примесного центра и электрона или дырки, участвующих в процессе рекомбинации. В этом случае примесные диполи бора имеют преимущество, так как обеспечивают малый радиус локализации связанных на них дырок.

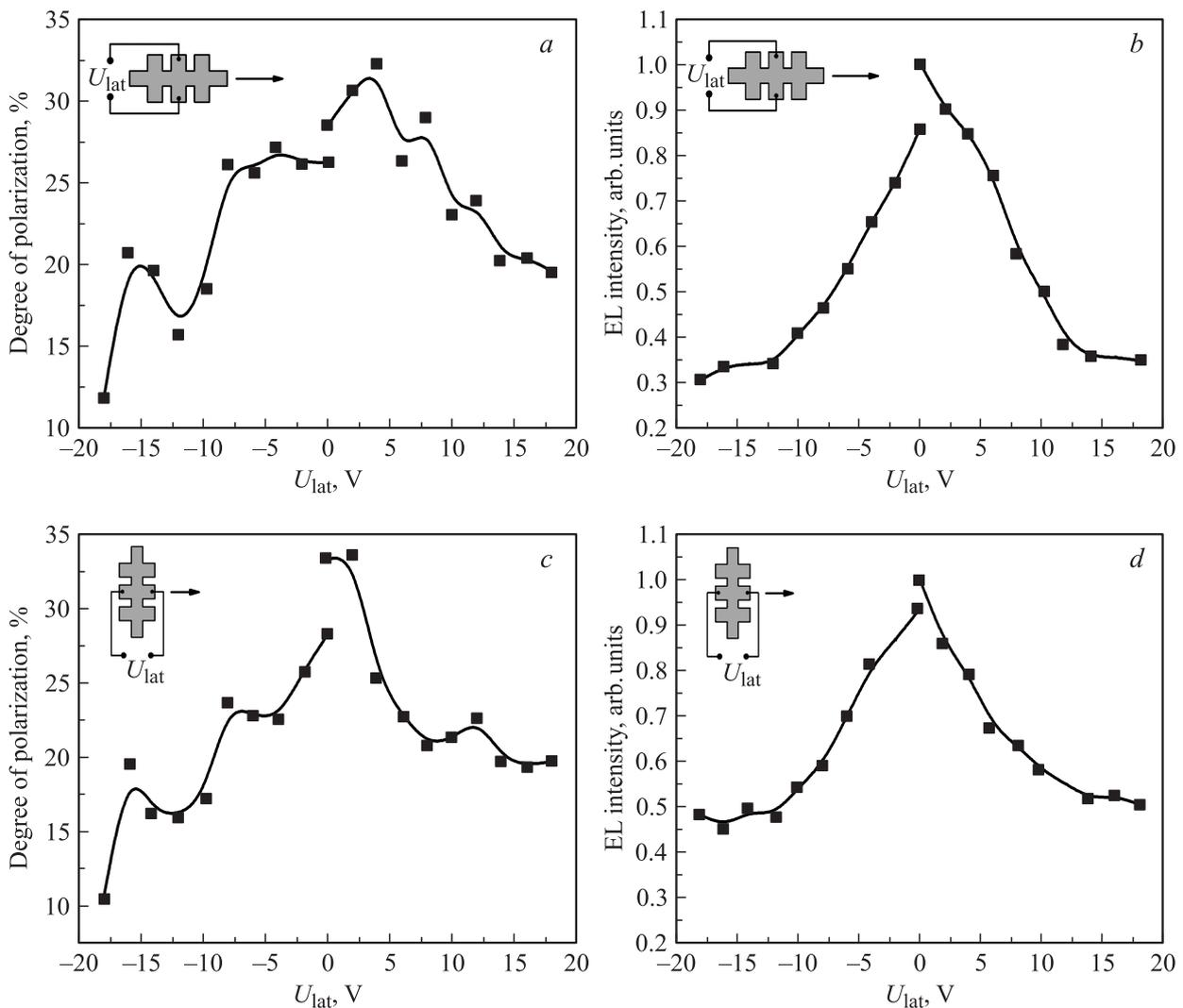
Дальнейшее подтверждение участия системы диполей бора в возникновении излучения из исследуемых кремниевых наноструктур проявляется в том, что обнаруженная электролюминесценция обладает высокой степенью линейной поляризации, величина которой достигает 30%. Наличие высокой степени линейной поляризации, по-видимому, является следствием упорядочения системы диполей бора. При этом, очевидно, что  $C_{3v}$ -симметрия, имеющаяся у дипольных центров, должна проявляться и в поведении поляризации. Представленные на рис. 11, *a–c* угловые зависимости степени линейной поляризации, полученные при различных ориентациях образца по отношению к оси наблюдения, подтверждают данное предположение. Из рисунков видно, что поляризация максимальна именно при наблюдении вдоль оси  $\langle 110 \rangle$  и ей эквивалентных, соответствующих направлению выстраивания дипольных центров бора (см. рис. 7). Причем согласие имеется не только качественное, но и количественное. Значения степени поляризации в промежуточных углах между эквивалентными направлениями  $\langle 110 \rangle$  уменьшаются приблизительно в  $\sqrt{2}$  раз, как и должно быть в случае проецирования на ось  $\langle 010 \rangle$  вектора напряженности электрического поля,



**Рис. 12.** Спектры фотолюминесценции исследуемых кремниевых наноструктур, сильно легированных бором, измеренные при температуре 77 К и различных углах между направлением регистрации и нормалью к образцу, в градусах: 1 — 10, 2 — 50, 3 — 80. На вставке представлена угловая зависимость степени линейной поляризации фотолюминесценции, полученная при тех же условиях.

совершающего колебания вдоль оси  $\langle 110 \rangle$  (рис. 11, *c*). Несимметричность углового распределения степени линейной поляризации может быть объяснена, например, неидеальностью подрешетки дипольных центров, связанной с неполной реконструкцией мелких акцепторов бора. Кроме того, существенную роль могут играть также локальные напряжения, возникающие в кремниевых наноструктурах в процессе диффузии и приводящие к преимущественному выстраиванию диполей бора вдоль какой-либо из эквивалентных осей. Данное обстоятельство, по-видимому, находит отражение и в угловых зависимостях интегральной интенсивности ЭЛ, которые представлены на рис. 11, *d–f*. Аналогичная угловая зависимость была зарегистрирована при исследовании поведения интенсивности и степени линейной поляризации фотолюминесценции (рис. 12).

Упорядочение дипольных центров бора происходит за счет сил электростатического взаимодействия. По этой причине естественным кажется вопрос о возможности управления такой системой и об ее устойчивости при различных внешних воздействиях, самым простым из которых является внешнее электрическое поле. Поэтому очень удобной представляется геометрия контактов, созданная на поверхности исследуемого образца (рис. 1), которая позволяет производить измерение электролюминесценции при условии приложения дополнительного электрического поля, параллельного плоскости структуры. Для этой цели используются контакты, расположенные по периметру области диффузии бора, в то время как ЭЛ возбуждается через центральный контакт. Зависимость интегральной интенсивности электролюминесценции  $I_{EL}(U_{lat})$  и степени ее линейной поляризации



**Рис. 13.** Падение степени линейной поляризации (*a, c*) и интегральной интенсивности (*b, d*) линии ЭЛ исследуемых кремниевых наноструктур, регистрируемое в условиях приложения дополнительного латерального электрического поля, направленного параллельно (*a, b*) и перпендикулярно (*c, d*) оси наблюдения. Величина прямого тока 20 мА,  $T = 77$  К.

$P(U_{\text{lat}})$  от величины латерального электрического напряжения  $U_{\text{lat}}$ , прикладываемого в плоскости структуры  $U_{\text{lat}}$ , представлена на рис. 13, *a–d*. Видно, что с ростом напряжения как интенсивность, так и степень линейной поляризации излучения падают.

Снижение степени поляризации возможно по двум причинам, одна из которых заключается в переориентации примесных диполей и их выстраивании вдоль внешнего электрического поля, вторая — в простом разупорядочении. Для выяснения, какая из двух причин ближе к истинной, измерения зависимости степени поляризации от внешнего электрического поля проводились при двух взаимных ориентациях оси наблюдения и внешнего поля: параллельном (рис. 13, *a* и *b*) и перпендикулярном друг другу (рис. 13, *c* и *d*). Из рисунков видно, что в обоих случаях степень поляризации спадает практически одинаково. Следовательно, переориентации

диполей бора не происходит, и уменьшение поляризации связано, по-видимому, с их разупорядочением и, возможно, частичным разрушением, вызванным электрическим током, протекающим через структуру. Интерес представляет также несовпадение начальных точек для положительной и отрицательной ветвей зависимости  $P(U_{\text{lat}})$ , учитывая, что положительная ветвь регистрировалась первой. Данное несоответствие свидетельствует о неполном восстановлении системы дипольных центров бора после снятия внешнего возмущения. Подобный гистерезис имеется также и на зависимости  $I_{\text{EL}}(U_{\text{lat}})$ , что указывает на частичную связь падения интенсивности с разрушением диполей бора. Однако имеется и другая возможность, и данное поведение может быть объяснено, например, в рамках двухэлектронных адиабатических потенциалов, построенных для дипольного центра бора, речь о которых пойдет далее. Следует отметить

также, что при повышении температуры до комнатной, поляризация ЭЛ практически полностью исчезает, а ее зависимость от латерального электрического поля становится трудно различимой. При этом интегральная интенсивность ЭЛ испытывает меньший спад и остается по-прежнему чувствительной к латеральному электрическому полю, что свидетельствует о преимущественном влиянии упорядочения системы диполей на степень поляризации, в то время как интенсивность определяется, по-видимому, главным образом степенью реконструкции мелких акцепторов бора.

### 3.3. Модель возникновения инфракрасного излучения в кремниевых наноструктурах, сильно легированных бором

Так как в процессе рекомбинации принимают участие диполи бора, каждая из составляющих которых  $V^+$  и  $V^-$  является двухэлектронным/дырочным центром, представить все особенности возникновения излучения на простой одноэлектронной энергетической диаграмме не удастся. По этой причине модель следует строить на основании двухэлектронных/дырочных адиабатических потенциалов, изображенных на рис. 14. Данные потенциалы показывают энергию  $E_n(Q)$  центров  $V^+$  и  $V^-$  в зависимости от обобщенной координаты  $Q$ , величина которой отражает изменение позиции центра относительно его положения равновесия. Направление оси, вдоль которой отсчитывается  $Q$ , обычно выбирается в соответствии с направлением внешнего воздействия, например внешнего электрического поля [45,46]. При этом следует принимать во внимание, что  $V^+$  и  $V^-$  имеют выделенное направление смещения соответственно вдоль  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$ . В этом случае величина  $Q$  есть проекция соответствующих смещений на ось внешнего воздействия.

В рамках представленной на рис. 14 модели процесс возникновения излучения в исследуемых кремниевых наноструктурах, сильно легированных бором, можно представить следующим образом. На первой стадии электрон, инжектированный из  $n$ -области, захватывается на ион фосфора, переводя его в нейтральное состояние. Высокая концентрация бора приводит к тому, что внутри области локализации данного электрона оказывается большое число диполей, обеспечивая сильное перекрытие волновых функций электрона и одной из дырок на  $V^+$ . Процесс их аннигиляции, происходящий по этой причине с большой вероятностью, приводит к рождению кванта излучения  $h\nu$ , что отмечено жирной стрелкой на рис. 14. При этом релаксация момента, необходимая при непрямом переходе, осуществляется за счет взаимодействия носителей с ионами бора и фосфора. Следует отметить, что форма линии люминесценции, возникающая в результате такого процесса, будет определяться главным образом плотностью состояний, создаваемой в запрещенной зоне ионом  $V^+$  (см. рис. 8). Образующееся в результате аннигиляции состояние  $V^0$  переходит в  $V^-$ ,

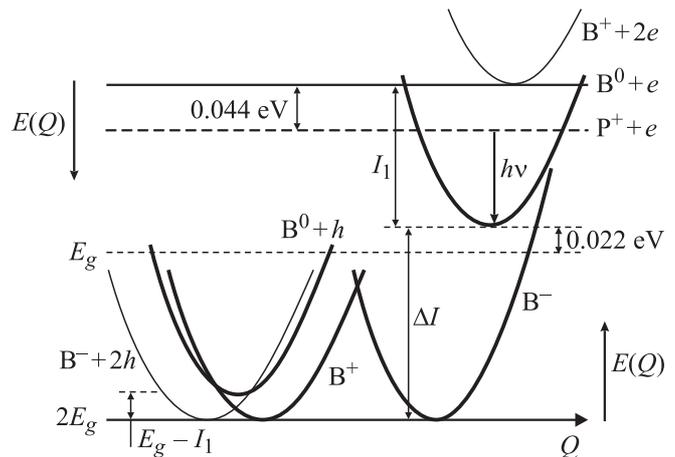
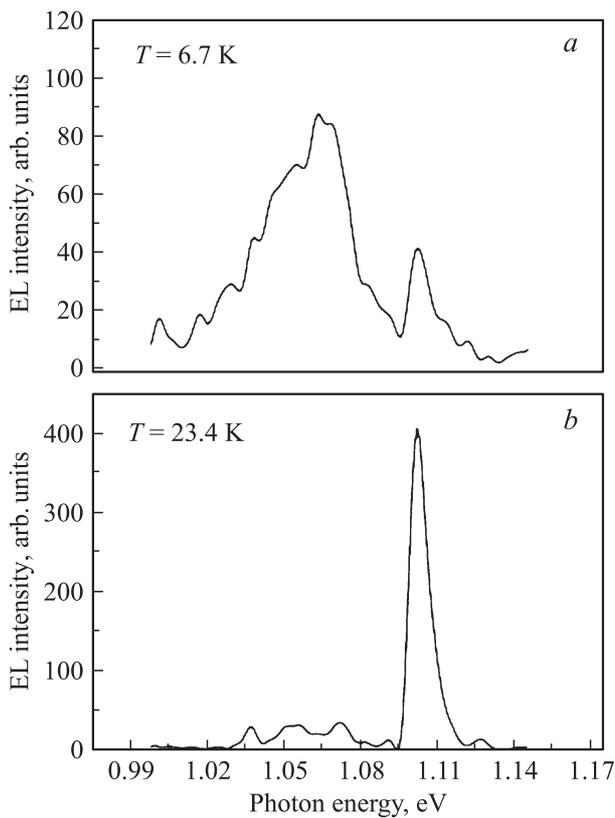


Рис. 14. Модель в рамках двухэлектронных адиабатических потенциалов, предложенная для объяснения наблюдаемых особенностей поведения излучения из кремниевых наноструктур, сильно легированных бором, основанная на донорно-акцепторной рекомбинации, в которой участвуют тригональные дипольные центры бора с отрицательной корреляционной энергией.

что сопровождается захватом второго (коррелированного) электрона. Большое сечение захвата для такого процесса, имеющееся вследствие отрицательной корреляционной энергии центра бора, приводит к постоянному опустошению состояния  $V^0$  [45,46]. Это обстоятельство также обеспечивает высокую интенсивность излучения и, кроме того, отсутствие насыщения в зависимости интенсивности ЭЛ от прямого тока, несмотря на относительно невысокую концентрацию фосфора в исходном кремнии (100)  $n$ -типа проводимости. Одновременно с описанным выше процессом на втором ионе диполя в присутствии двух инжектированных в  $p$ -область дырок происходит реакция  $V^- \rightarrow V^0 \rightarrow V^+$ . При этом система возвращается к своему исходному состоянию, и описанный выше процесс рекомбинации может начинаться сначала.

Из представленной модели видно, что интенсивность люминесценции во многом будет определяться числом свободных конечных состояний, которыми являются диполи бора. При этом их количество главным образом зависит от температуры, увеличение которой приводит к большему заселению состояния  $V^0$ , вследствие преодоления носителями энергетического барьера, отделяющего его от  $V^+$  и  $V^-$ . Формально это означает подавление реконструкции и постепенное разрушение диполей. Величина такого барьера при конкретной температуре зависит также от внешнего электрического поля, которое приводит к взаимному смещению представленных на рис. 14 потенциалов  $V^+$  и  $V^-$  относительно потенциала  $V^0$ .

Описанная выше модель предсказывает возникновение еще одной линии излучения, расположенной в близком спектральном диапазоне и связанной с переходом



**Рис. 15.** Спектры электролюминесценции кремниевых наноструктур, сильно легированных бором, измеренные при прямом токе 20 мА и температурах  $T = 6.7$  (a) и 23.4 К (b).

$V^0 \rightarrow V^-$ , сопровождающимся захватом электрона. Эта линия должна появляться в спектре при достаточно низких температурах, когда термическая энергия не достаточна для преодоления энергетического барьера, отделяющего эти два состояния, и переход осуществляется за счет испускания оптического кванта. Такая линия излучения действительно была обнаружена в спектрах электролюминесценции при  $T < 25$  К (рис. 15, a и b). При этом увеличение температуры приводит к уменьшению ее интенсивности, сопровождаемому одновременным увеличением интенсивности основной линии, доминирующей при больших температурах. Так как в формировании данной линии принимают участия состояния  $V^0$ , ее форма, по-видимому, определяется распределением уровней энергий, связанных с нейтральными атомами бора, а также разбросом локальных электрических полей, которые приводят к взаимному смещению адиабатических потенциалов  $V^0$  и  $V^-$  [45,46].

#### 4. Заключение

Таким образом, в данной работе проведены исследования излучения из кремниевых наноструктур, сильно легированных бором до концентрации  $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Обнаруженная линейно поляризованная люминесцен-

ция, демонстрирующая высокую интенсивность даже при комнатной температуре, изучалась в зависимости от температуры, величины прямого тока, а также в условиях приложения дополнительного латерального электрического поля. Спектральные характеристики и особенности поведения электро- и фотолюминесценции согласуются с данными, полученными ранее с помощью различных экспериментальных методик и продемонстрировавшими, что основу сильно легированных диффузионных профилей бора составляют тригональные дипольные центры  $V^+V^-$ . Такие центры образуются в результате реконструкции мелких акцепторов бора как центров с отрицательной корреляционной энергией, происходящей вдоль кристаллографической оси  $\langle 111 \rangle$ , что было обнаружено с помощью регистрации угловых зависимостей спектров ЭПР и нашло подтверждение в аналогичных зависимостях степени линейной поляризации люминесценции. Результаты выполненных исследований позволили сформулировать модель возникновения излучения, учитывающую все наблюдаемые экспериментальные факты. Модель построена в рамках двух-электронных/дырочных адиабатических потенциалов и основана на донорно-акцепторной рекомбинации, протекающей через состояния, связанные с упорядоченной системой тригональных дипольных центров бора, при участии ионов фосфора.

Полученные результаты, на наш взгляд, являются достаточно интересными. И речь идет не только о возможности создания эффективных источников излучения на базе кремниевой планарной технологии, обладающих относительно большой интенсивностью и высокой степенью поляризации, которые можно контролировать с помощью дополнительного латерального электрического поля. Важной представляется также возможность изучения сильно коррелированной системы дипольных центров и механизмов возникновения в ней высокотемпературной сверхпроводимости посредством таких гибких и мощных экспериментальных методик, как электро- и фотолюминесценция.

Авторы выражают благодарность М.М. Мездрогинной и Н.К. Полетаеву за содействие в проведении экспериментов, а также А.Л. Закгейму за помощь в получении калибровочных зависимостей при измерении интенсивности электролюминесценции.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований президиума РАН „Квантовая физика конденсированных сред“ (проект 9.12), Федеральной целевой программы исследований и развития по приоритетным направлениям российской науки и технологического комплекса на 2007–2012 годы (проект 02.514.11.4074), программы швейцарского национального научного фонда (SNSF) (grant IZ73Z0-127945/1), 7-й Европейской рамочной программы (Marie Curie Actions PIRSES-GA-2009-246784 project SPINMET).

## Список литературы

- [1] L. Pavesi, J. Phys.: Condens. Matter, **15**, R1169 (2003).
- [2] M. Stutzmann, M. Brandt, M. Rosenbauer, J. Weber, H. Fuchs. Phys. Rev. B, **47**, 4806 (1993).
- [3] L. Pavesi, L. Dal Negro, C. Mazzoleni, G. Franzò, F. Priolo. Nature, **408**, 440 (2000).
- [4] B. Zheng, J. Michel, F.Y.G. Ren, L.C. Kimerling, D.C. Jacobson, J.M. Poate. Appl. Phys. Lett., **64**, 2842 (1994).
- [5] V.D. Tkachev, A.V. Mudryi, N.S. Minaev. Phys. Status Solidi A, **81**, 313 (1984).
- [6] V. Kveder, M. Badylevich, W. Schröter, M. Seibt, E. Steinman, A. Izotov. Phys. Status Solidi A, **202**, 901 (2005).
- [7] V. Kveder, M. Badylevich, E. Steinman, A. Izotov, M. Seibt, W. Schröter. Appl. Phys. Lett., **84**, 2106 (2004).
- [8] Wai Lek Ng, M.A. Lourenco, R.M. Gwilliam, S. Ledain, G. Shao, K.P. Homewood. Nature, **410**, 1036 (2001).
- [9] M.A. Green, J. Zhao, A. Wang, P.J. Reece, M. Gal. Nature, **412**, 805 (2001).
- [10] J. Zhao, G. Zhang, T. Trupke, A. Wang, F. Hudert, M.A. Green. Appl. Phys. Lett., **85**, 2830 (2004).
- [11] A.M. Emel'yanov and N.A. Sobolev. Semiconductors, **42**, 336 (2008).
- [12] P. Altukhov, E. Kuzminov. Phys. Status Solidi B, **245**, 1181 (2008).
- [13] K. Fraser, D. Stowe, S. Galloway, S. Senkader, R. Falster, P. Wilshaw. Phys. Status Solidi C, **4**, 2977 (2007).
- [14] Lourdes Pelaz, G.H. Gilmer, V.C. Venezia, H.-J. Gossmann, M. Jaraiz, and J. Barbolla. Appl. Phys. Lett., **74**, 2017 (1999).
- [15] M. Aboy, L. Pelaz, L.A. Marqués, J. Barbolla, A. Mokherbi, Y. Takamura, P.B. Griffin, J.D. Plummer. Appl. Phys. Lett., **83**, 4166 (2003).
- [16] J. Sun, T. Dekorsy, W. Skorupa, B. Schmidt, A. Mücklich, M. Helm. Phys. Rev. B, **70**, 155316 (2004).
- [17] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, В.В. Романов. ФТП, **43**, 1481 (2009).
- [18] N.T. Bagraev, E.I. Chaikina, L.E. Klyachkin, I.I. Markov, W. Gehlhoff. Superlat. Microstruct., **28**, 337 (1998).
- [19] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A. Naser. Def. Dif. Forum, **143–147**, 1003 (1997).
- [20] W. Frank, U. Gosele, H. Mehrer, A. Seeger. *Diffusion in Crystalline Solids*, ed. by G.E. Murch, A.S. Nowick. (Academic Press, N.Y., 1984).
- [21] N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, S.A. Rykov. Def. Dif. Forum, **194–199**, 673 (2001).
- [22] J. Robertson. Adv. Phys., **32**, 361 (1983).
- [23] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В. Гельхофф, В.К. Иванов, И.А. Шельх. ФТП, **36**, 462 (2002).
- [24] Н.Т. Баграев, Е.В. Владимирская, В.Э. Гасумянц, В.И. Кайданов, В.В. Кведер, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, Е.И. Чайкина, А.И. Шалынин. ФТП, **29**, 2133 (1995).
- [25] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, С.А. Рыков. ФТП, **34**, 726 (2000).
- [26] А.Н. Андронов, Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, С.В. Робозеров. ФТП, **32**, 137 (1998).
- [27] N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko. *Proc. 26th Int. Conf. on the Physics of Semicond.* (ICPS-26), Edinburgh, U.K.; Physics of Semiconductors 2002, Ed. by A.R. Long, J.H. Davies, Inst. Phys., Conf. Ser. **171**, G3.3 (2002).
- [28] H.B. Bebb, E.W. Williams. In: R.K. Willardson, A.C. Beer, Editor(s), *Semiconductors and Semimetals*, Elsevier, 1972, vol. 8, p. 181.
- [29] А.Л. Эфрос. УФН, **111**, 451 (1973).
- [30] G.S. Mitchard, T.C. McGill. Phys. Rev. B, **25**, 5351 (1982).
- [31] P.J. Dean, J.R. Haynes, W.F. Flood. Phys. Rev., **161**, 711 (1967).
- [32] J.I. Pankove. J. Appl. Phys., **39**, 5368 (1968).
- [33] R.R. Parsons. Can. J. Phys., **56**, 814 (1978).
- [34] R.R. Parsons. Sol. St. Commun., **29**, 763 (1979).
- [35] P.E. Schmid, M.L.W. Thewalt, W.P. Dumke. Sol. St. Commun., **38**, 1091 (1981).
- [36] J. Wagner. Phys. Rev. B, **29**, 2002 (1984).
- [37] Miguel Levy, P.Y. Yu, Youzhu Zhang, M.P. Sarachik. Phys. Rev. B, **49**, 1679 (1994).
- [38] R.E. Halliwell, R.R. Parsons. Can. J. Phys., **52**, 1336 (1974).
- [39] B. Bergersen, J.A. Rostworowski, N. Eswaran, R.R. Parsons, P. Jena. Phys. Rev. B, **14**, 1633 (1976); Erratum: Phys. Rev. B, **15**, 2432 (1977).
- [40] W. Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. Mater. Sci. Forum, **196–201**, 467 (1995).
- [41] W. Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. Solid State Phenomena. **47–48**, 589-594 (1996).
- [42] N.T. Bagraev, E.I. Chaikina, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, I.I. Markov, A.M. Malyarenko. Solid. State. Electron., **42**, 1199 (1998).
- [43] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, W. Gehlhoff. Superlat. Microstr., **23**, 1333 (1998).
- [44] Н.Т. Баграев, В.А. Машков. Письма ЖЭТФ, **39**(5), 268 (1984).
- [45] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. Sol. St. Commun., **51**(7), 515, (1984).
- [46] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. Sol. St. Commun., **65**, 1111, (1988).
- [47] L.I. Glazman. J. Low Temp. Phys., **118**, 247 (2000).
- [48] J.I. Pascual, J. Mendez, J. Gomez-Herrero, A.M. Bar'о, N. Garcia, V.T. Binh. Phys. Rev. Lett., **71**, 1852 (1993).
- [49] Y. Nakajima, Y. Takahashi, S. Horiguchi, K. Iwade, H. Namatsu, K. Kurihara, M. Tabe. *Extend. Abs. IC SSDM* (Yokohama, Japan, 1994) с. 538.
- [50] K.S. Pyshkin, C.J.B. Ford, R.H. Harrell, M. Pepper, E.H. Linfield, D.A. Ritchie. Phys. Rev. B, **62**, 15 842 (2000).
- [51] U. Meirav, M.A. Kastner, S.J. Wind. Phys. Rev. Lett., **65**, 771 (1990).
- [52] L.V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Bohm, G. Weimann, Phys. Rev. Lett., **73**, 304 (1994).
- [53] C.H. Henry, P.J. Dean, J.D. Cuthbert. Phys. Rev., **166**, 754 (1968).
- [54] J.D. Cuthbert, C.H. Henry, P.J. Dean. Phys. Rev., **170**, 739 (1968).
- [55] P.J. Dean, J.D. Cuthbert, R.T. Lynch. Phys. Rev., **179**, 754 (1969).

Редактор Т.А. Полянская

## Infrared luminescence from silicon nanostructures heavily doped with boron

*N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, R.V. Kuzmin,  
A.M. Malyarenko, V.A. Mashkov\**

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\*St. Petersburg State Polytechnical University,  
195251, St. Petersburg, Russia

**Abstract** Intense highly polarized luminescence from silicon nanostructures heavily doped with boron,  $5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , is under study as a function of temperature, excitation levels and additional electric field created by the voltage applied along the surface of the structure. The features in the intensity and the degree of polarization dependences seem to be started from the ordered system of the trigonal dipole centers, which are caused by the elastic reconstruction of the shallow acceptors of boron due to their negative-U-energy properties. The results obtained are accounted for in terms of two-electron adiabatic potentials for the negative-U-energy boron related center in *p*-type silicon. The model proposed is based on the donor-acceptor recombination through thesis dipole boron centers with the assistance of shallow donors.