

УДК 621.315.592

# Исследование энергетических уровней примесных центров Er в Si методом баллистической электронной эмиссионной спектроскопии

© Д.О. Филатов<sup>†</sup>, И.А. Зимовец\*, М.А. Исаков, В.П. Кузнецов, А.В. Корнаухов

Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

\* Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 7 февраля 2011 г. Принята к печати 14 февраля 14 февраля 2011 г.)

Метод баллистической электронной эмиссионной спектроскопии впервые применен для исследования энергетического спектра Er-содержащих примесных комплексов в Si. В баллистических электронных спектрах меза-диодов на основе  $p^+-n^+$ -Si-структур с тонким ( $\sim 30$  нм) поверхностным слоем  $p^+$ -Si:Er в области энергий баллистических электронов  $eV_t$ , меньших энергии края зоны проводимости  $E_c$  в слое  $p^+$ -Si:Er, наблюдались особенности, связанные с туннельной инжекцией баллистических электронов из зонда сканирующего туннельного микроскопа на глубокие донорные уровни примесных комплексов Er в слое  $p^+$ -Si:Er с последующим термическим возбуждением в зону проводимости и диффузией к  $p^+-n^+$ -переходу и (или) прямым туннелированием в последний. Для обоснования данного предположения было проведено моделирование транспорта баллистических электронов в системе Pt-зонд–слой естественного окисла  $\text{SiO}_2$ – $p^+$ -Si:Er– $n^+$ -Si-подложка. Методом аппроксимации экспериментальных баллистических электронных спектров модельными спектрами определена энергия основного состояния Er-содержащего комплекса в Si:  $E_d \approx E_c - 0.27$  эВ. Указанное значение согласуется с опубликованными ранее в литературе данными, полученными методами измерения температурной зависимости концентрации свободных носителей в слоях Si:Er.

## 1. Введение

Одной из актуальных проблем современной микро- и оптоэлектроники в последнее десятилетие является создание так называемой кремниевой оптоэлектроники [1]. Основная задача указанной области науки и техники — создание элементной базы оптоэлектроники на базе Si. Ключевой проблемой кремниевой оптоэлектроники является создание светоизлучающих устройств (светодиодов, инжекционных лазеров). Ее решению препятствует непрямозонность Si, в результате чего вероятность излучательной рекомбинации избыточных носителей заряда в Si, как правило, значительно меньше безызлучательной. В связи с этим квантовый выход фотолюминесценции (ФЛ) и электролюминесценции (ЭЛ) в структурах на базе Si существенно ниже, чем в аналогичных структурах на базе прямозонных полупроводниковых соединений типа  $A^{III}B^V$  [2].

Одним из наиболее перспективных подходов к созданию светоизлучающих устройств на базе Si считается использование в качестве активной среды Si, легированного Er [3]. Следует отметить, что длина волны излучательного перехода  $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  в  $4f$  оболочке иона  $\text{Er}^{3+}$  ( $\lambda \approx 1.54$  мкм) совпадает с максимумом окна прозрачности кварцевых волоконных световодов. На сегодняшний день именно в данном направлении достигнуты наибольшие успехи на пути к созданию полупроводниковых инжекционных лазеров на базе Si [4]. Созданы эффективные  $p$ - $n$ -светодиоды на базе Si:Er<sup>3+</sup> [5],

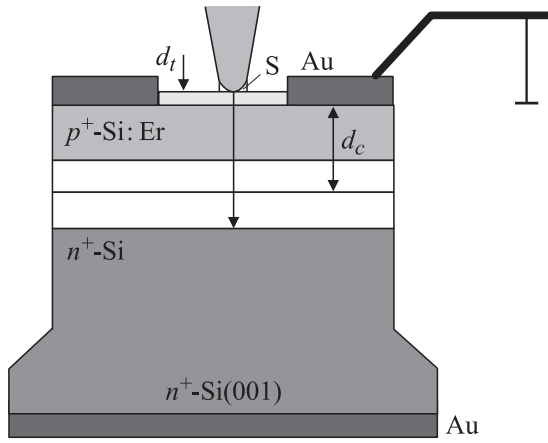
экспериментально наблюдалась инверсная заселенность вышеуказанных уровней Er<sup>3+</sup>-центров при оптической накачке [6]. Тем не менее, несмотря на большое количество работ в данной области, многие свойства оптически активных центров в Si:Er до сих пор изучены недостаточно, в частности, структура энергетических уровней Er-содержащих примесных комплексов [7]. В [8] были исследованы температурные зависимости концентрации электронов в эпитаксиальных слоях (ЭС)  $n$ -Si:Er, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ). В диапазоне температур 80–300 К такая зависимость имела активационный характер с энергией активации  $E_a = 0.21$ – $0.27$  эВ, что было связано с формированием примесного комплекса с участием иона Er<sup>3+</sup>, являющегося глубоким донором с энергией основного состояния  $\sim E_c - 0.3$  эВ.

В настоящей работе методом баллистической электронной эмиссионной спектроскопии (БЭЭС) [9] исследован энергетический спектр плотности электронных состояний в запрещенной зоне Si:Er. Цель работы заключалась в прямом экспериментальном определении энергии глубоких уровней, связанных с Er-содержащими примесными комплексами.

## 2. Методика эксперимента

Объектами исследования в настоящей работе являлись меза-диоды на основе  $p^+-n^+$ -структур с  $p^+$ -слоем, легированным Er, выращенных методом СМЛЭ [10]. На подложках  $n^+$ -Si (001) марки КЭФ-0.005 выращива-

<sup>†</sup> E-mail: dmitry\_filatov@inbox.ru



**Рис. 1.** Схема включения  $p^+-Si:Er-n^+-Si$  меза-диода при исследовании методом БЭЭС.

лись буферные слои  $n^+-Si$  толщиной  $d_b \approx 200$  нм, легированные P с концентрацией доноров  $N_D \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . На поверхности  $n^+-Si$  слоя был выращен  $p^+-Si$  слой толщиной  $d_p \approx 30$  нм легированный В и Er с концентрацией  $N_A \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и  $N_{Er} \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Схема структуры приведена на рис. 1. Также в качестве образца для сравнения была выращена структура с теми же параметрами слоев, но без легирования Er покровного слоя  $p^+-Si$ .

На основе выращенных структур были изготовлены цилиндрические меза-диоды с окном в верхнем Au-омическом контакте, которое обеспечивало доступ СТМ-зонда к слою  $p^+-Si$ . Диаметр мез составил 500 мкм, диаметр окон — 300 мкм.

БЭЭС исследования проводились в атмосферных условиях при комнатной температуре при помощи оригинальной установки, построенной на базе сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) Solver Pro производства компании NT MDT (Зеленоград, Россия). Использовалась конфигурация „сканирование образцом“. Конструкция СТМ-головки была аналогична конструкции СТМ-головки СЗМ NT MDT Solver P47. Схема СТМ предусилителя типа „смещение на зонде“ была аналогична приведенной в [11]. Чувствительность усилителя составляла  $\sim 33 \text{ нА/В}$ , уровень собственных шумов  $\sim 1 \text{ пА}$ . СТМ-зонды изготавливались из Pt-провода путем срезания.

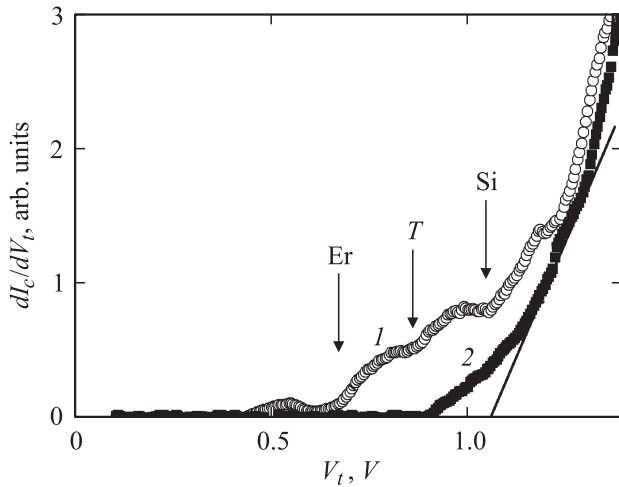
Усилитель коллекторного тока был выполнен по двухкаскадной схеме. Первый каскад (преобразователь ток—напряжение) помещался в металлический корпус (экран), который устанавливался на сканер СЗМ Solver Pro с максимальным ходом по координатам  $x, y$  — 2 мкм. Исследуемый меза-диод устанавливался на корпус коллекторного усилителя при помощи четырех Sm—Co-магнитов. Контакт к кольцевому верхнему электроду обеспечивался при помощи пружинной скобки из бронзовой фольги. Второй каскад коллекторного усилителя был выполнен в отдельном экранирующем корпусе, укрепленном на шасси СЗМ Solver Pro. Усилитель

имел два режима работы: сильноточный и слаботочный. В последнем режиме чувствительность коллекторного усилителя составляла  $\sim 700 \text{ пА/В}$ , уровень собственных шумов  $\sim 1 \text{ пА}$ , в сильноточном режиме  $\sim 100 \text{ нА/В}$ . Переключение между указанными режимами осуществлялось путем подключения дополнительного резистора в цепь обратной связи операционного усилителя второго каскада. Выход второго каскада коллекторного усилителя подключался к пользовательскому входу СЗМ-контроллера Solver Pro. Более подробно конструкция СТМ-головки и коллекторного усилителя описана в [12]. БЭЭС-измерения осуществлялись под управлением штатного программного обеспечения СЗМ Solver Pro NT MDT Nova v. 1138.

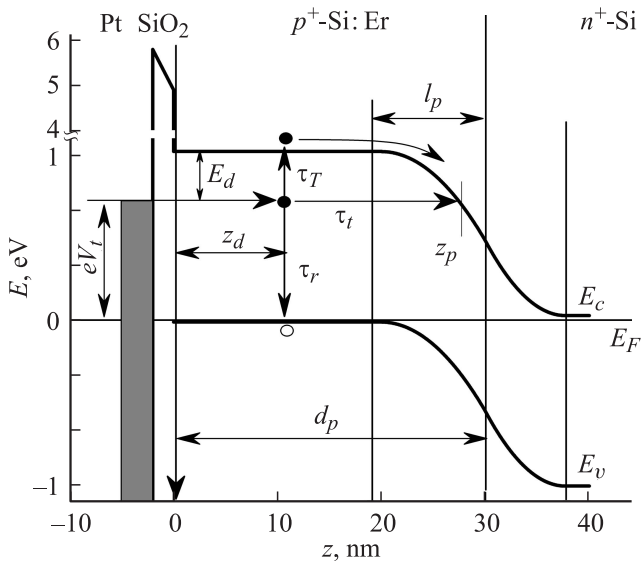
Схема включения меза-диода при исследовании методом БЭЭС приведена на рис. 1. В отличие от традиционной схемы БЭЭС-измерений в ней отсутствует металлический базовый слой, роль которого выполняет сильно легированный покровный слой  $p^+-Si$ . При этом, для того чтобы обеспечить беспрепятственный сток рассеянных электронов в землю и, следовательно, равенство потенциала базы потенциалу земли, необходим высококачественный омический контакт к покровному слою. Эксперименты показали возможность сканирования поверхности сильно легированного покровного слоя  $p^+-Si$  в режиме СТМ. При этом туннельный ток протекает из СТМ-зонда через туннельно прозрачный слой естественного окисла  $SiO_2$  с равновесной толщиной  $\sim 2$  нм, регистрации БЭЭС-изображений достаточно высокого качества и БЭЭС-измерений с достаточной воспроизводимостью. Преимущества данной схемы измерения перед традиционной заключаются в повышении коэффициента передачи тока за счет исключения рассеяния электронов в металлической базе, а также в упрощении и удешевлении процесса изготовления диодов.

### 3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены зависимости производной коллекторного тока по напряжению  $dI_c/dV_t$  от напряжения между зондом и базой  $V_t$  для контакта СТМ-зонда к поверхности меза-диодов на базе структур  $p^+-Si:Er/n^+-Si$  (кривая 1) и  $p^+-Si/n^+-Si$  (кривая 2). Данные зависимости были получены путем численного дифференцирования экспериментальных зависимостей  $I_c(V_t)$  с последующим нелинейным сглаживанием. Исходные зависимости  $I_c(V_t)$  представляли собой результат усреднения 25 индивидуальных кривых, измеренных в пределах квадрата  $100 \times 100$  нм по сетке  $5 \times 5$ . На обеих зависимостях  $dI_c/dV_t(V_t)$ , представленных на рис. 2, наблюдаются пороги при  $V_t \approx 1.0 \text{ В (Si)}$ , связанные с краем зоны проводимости Si в  $p^+$ -слое. На рис. 3 представлена расчетная зонная диаграмма (300 К) контакта Pt СТМ-зонда к структуре  $p^+-Si:Er/n^+-Si$ , покрытой естественным окислом, при приложении к зонду отрицательного напряжения  $V_t$ . Расчет проводился стандартным методом [13]



**Рис. 2.** Дифференциальные зависимости  $dI_c/dV_t$  от  $V_t$  (300 К) для меза-диодов на базе структур: 1 —  $p^+$ -Si:Er/ $n^+$ -Si и 2 —  $p^+$ -Si/ $n^+$ -Si.



**Рис. 3.** Расчетная зонная диаграмма (300 К) контакта Pt-зонда к структуре  $p^+$ -Si:Er/ $n^+$ -Si (001), покрытой естественным окислом, при приложении к зонду отрицательного напряжения  $V_t \approx (E_g - E_d)/e$ .

для параметров структуры, приведенных в предыдущем разделе. При расчете зонной диаграммы учитывалось сужение запрещенной зоны в сильно легированном Si, которое для  $N_A = 10^9 \text{ см}^{-3}$  составляет  $\sim 88 \text{ мэВ}$  [14].

Кроме того, на зависимости  $dI_c/dV_t(V_t)$  меза-диода на базе структуры  $p^+$ -Si:Er/ $n^+$ -Si наблюдаются два порога при  $V_t \approx 0.7 \text{ В}$  (Er) и при  $V_t \approx 0.9 \text{ В}$  (T). Первый из этих порогов был связан с туннелированием баллистических электронов из СТМ-зонда на глубокие донорные уровни, связанные с Er-комплексами в  $p^+$ -Si (рис. 3). Ток туннельной инжекции может быть найден на основе теории [15]. В рамках рассматриваемой здесь задачи

пренебрежем изменением направления квазиволнового вектора инжектированных в образец электронов  $\mathbf{k}$  в результате рассеяния в слое поверхностного окисла  $\text{SiO}_2$ , в слое  $p^+$ -Si и на границе раздела указанных слоев. Это допущение позволяет свести задачу к одномерной и перейти от интегрирования по трем компонентам квазиволнового вектора электрона  $\mathbf{k}$  к интегрированию по энергии электронов  $E = E_c + k^2/2m^*$ , где  $E_c$  и  $m^*$  — энергия дна зоны проводимости и эффективная масса электрона в соответствующем материале. В данном приближении плотность тока инжекции может быть записана как

$$j_i(V_t) = \frac{e}{2\pi\hbar} \int_{eV_t - E_{F\text{Pt}} + E_{c\text{Pt}}}^{\infty} N_{\text{Pt}}(E, V_t) T_{\text{Pt-Si}}(E, V_t) T_{\text{Si}}(E) dE,$$

где  $e$  — элементарный заряд,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $E$  — энергия электрона, отсчитываемая от уровня Ферми в полупроводнике,  $E_{F\text{Pt}}$  и  $E_{c\text{Pt}}$  — положения уровня Ферми и дна зоны проводимости в материале СТМ-зонда (Pt, рис. 3),  $T_{\text{Pt-Si}}$  — коэффициент туннельной прозрачности контакта Pt СТМ-зонда к слою  $p^+$ -Si. Поставляющая функция  $N_{\text{Pt}}(E, V_t)$  учитывает законы сохранения энергии и импульса при туннелировании между зондом и Si [16]:

$$N_{\text{Pt}}(E, V) = \frac{m_{\text{Pt}} k_B T_K}{\pi \hbar^2} \left[ 1 + \exp\left(\frac{eV_t - E}{k_B T_K}\right) \right]. \quad (2)$$

Здесь  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T_K$  — абсолютная температура,  $m_{\text{Pt}}$  — эффективная масса плотности состояний в материале СТМ-зонда (Pt).

Коэффициент туннельной прозрачности контакта Pt СТМ-зонда к слою  $p^+$ -Si  $T_{\text{Pt-Si}}$  может быть вычислен в квазиклассическом приближении с использованием модели трапециевидного потенциального барьера [17]. Пренебрегая влиянием сил электрического отражения на поверхности металла, при  $E \ll E_{cd}$ , где  $E_{cd} = E_c + \Delta E_c$  — энергия края щели подвижности в  $\text{SiO}_2$  на границе Si/SiO<sub>2</sub>, имеем

$$T_{\text{Pt-Si}}(E, V_t) \propto \exp\left[-\frac{2d_t}{\hbar} \sqrt{2m_d \left(\frac{A_{\text{Pt}} + eV_t + A_{\text{Si}}}{2} - X_d - E\right)}\right]. \quad (3)$$

Здесь  $d_t$  — толщина туннельного промежутка между Pt-зондом и поверхностным слоем  $p^+$ -Si (на практике близкая к равновесной толщине слоя естественного окисла  $\text{SiO}_2 \approx 2 \text{ нм}$ ),  $A_{\text{Pt}}$  и  $A_{\text{Si}}$  — значения работы выхода электрона из Pt и Si,  $X_d$  — сродство к электрону  $\text{SiO}_2$ . При  $E < E_F$ , учитывая невозможность туннелирования электронов в заполненные состояния, лежащие ниже уровня Ферми в полупроводнике, можно положить  $T_{\text{Pt-Si}} = 0$ . Фактически это означает, что ферми-евская функция распределения электронов по энергиям в полупроводнике заменялась ступенчатой функцией Хэвисайда:  $f(E) \rightarrow \Theta(E)$ , что справедливо при  $T_K \rightarrow 0$ .

Данное приближение не влияет существенно на спектры туннельной прозрачности  $T_{\text{Pt-Si}}(E)$ , поскольку при  $E \approx E_F$  имеем  $T_{\text{Pt-Si}} \ll 1$ .

Вероятность туннелирования баллистического электрона с энергией  $E < E_c$  через слой  $p^+\text{-Si:Er}$  на донорный уровень  $E_d$  комплекса в квазиклассическом приближении описывается следующим образом:

$$T_{\text{Si}}(z_d) = \exp \left[ -\frac{2}{\hbar} \int_0^{z_d - a^*} \sqrt{2m \left( E_c - E_d - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_{\text{eff}}\epsilon_0 |z - z_d|} \right)} dz \right], \quad (4)$$

где  $z_d$  — глубина залегания примесного комплекса под поверхностью структуры,  $\epsilon_{\text{eff}} = (R_y/E_d)^{1/2}$  — эффективная диэлектрическая проницаемость ( $R_y$  — постоянная Ридберга),  $a^* = \epsilon_{\text{eff}} a_B$  — эффективный радиус потенциальной ямы глубокого центра ( $a_B$  — боровский радиус).

Для плотности тока туннельной инжекции баллистических электронов на глубокие донорные состояния, связанные с примесными комплексами  $E_d$  в квазинейтральной области слоя  $p^+\text{-Si:Er}$  в случае  $eV_t - E_{F\text{Pt}} + E_{c\text{Pt}} < E_d$  имеем:

$$j_i(V_t, z_d) = \frac{e\sigma_{\text{Er}}N_{\text{Er}}}{2\pi\hbar} \times \int_0^{E_c} N_{\text{Pt}}(E, V_t) T_{\text{Pt-Si}}(E, V_t) T_{\text{Si}}(E, z_d) \delta(E - E_d) dE = \frac{e\sigma_{\text{Er}}N_{\text{Er}}}{2\pi\hbar} N_{\text{Pt}}(E_d, V_t) T_{\text{Pt-Si}}(E_d, V_t) T_{\text{Si}}(E_d, z_d). \quad (5)$$

Здесь  $\sigma_{\text{Er}} \propto a^2$  — сечение захвата баллистического электрона глубоким  $E_d$ -центром,  $a$  — постоянная кристаллической решетки Si. Далее, у электрона, инжектированного на глубокий центр, имеется три возможности релаксации.

1) Рекомбинация в слое  $p^+\text{-Si:Er}$ . В этом случае рекомбинационный ток не вносит непосредственного вклада в  $I_c$ .

2) Туннелирование в ОПЗ  $p^+ - n^+$ -перехода, вероятность которого в единицу времени в квазиклассическом приближении может быть описана следующим выражением:

$$\omega_t(z_d) \approx \frac{8m(a^*)^2}{\pi\hbar} \times \exp \left[ -\frac{2}{\hbar} \int_{z_d + a^*}^{z_p} \sqrt{2m \left[ E_c(z) - \frac{e}{4\pi\epsilon_{\text{eff}}\epsilon_0(z - z_d)} - E_d \right]} dz \right], \quad (6)$$

где

$$E_c(z) = \begin{cases} E_c, & 0 < z < d_p - l_p \\ \frac{e^2}{2\epsilon_s\epsilon_0} (N_B - N_{\text{Er}})(z + l_p)^2, & d_p - l_p < z < d_p, \end{cases} \quad (7)$$

$l_p$  — ширина части области пространственного заряда (ОПЗ)  $p^+ - n^+$ -перехода, приходящаяся на слой

$p^+\text{-Si:Er}$ ,  $z_p$  — точка поворота, определяемая уравнением

$$E_c(z) - \frac{e}{4\pi\epsilon_{\text{eff}}\epsilon_0(z_p - z_d)} - E_d = 0. \quad (8)$$

3) Термическое возбуждение в зону проводимости квазинейтральной области слоя  $p^+\text{-Si:Er}$  с последующей диффузией к  $p^+ - n^+$ -переходу. Скорость термоионизации

$$\omega_e(z_d) = v_t \sigma_d N_c \exp \left( \frac{E_d - E_{cm}(z_d)}{k_B T} \right), \quad (9)$$

где  $v_t$  и  $N_c$  — тепловая скорость электронов и эффективная плотность состояний в зоне проводимости Si,  $\sigma_d$  — сечение захвата электрона из зоны проводимости на глубокий уровень  $E_d$ ,  $E_{cm}(z_d) = \max[E_c(z_d)]$  на отрезке  $z_d < z < z_p$ . Поскольку в  $p^+\text{-Si}$  при  $N_A = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  длина диффузии электронов  $L_n \approx 5 \text{ мкм}$  [18]  $\gg d_p$ , можно считать, что все термически возбужденные в зону проводимости электроны достигают  $p^+ - n^+$ -перехода и тем самым вносят вклад в  $I_c$ .

Уравнение непрерывности для глубокого центра  $E_d$  в стационарном состоянии может быть записано следующим образом:

$$\frac{dn_s}{dt} = G - R = G - \frac{\Delta n_s}{\tau} = 0, \quad (10)$$

где  $G = j_i/e$  — скорость туннельной инжекции баллистических электронов из СТМ-зонда на глубокий уровень,  $\Delta n_s$  и  $\tau$  — избыточная концентрация (приведенная к поверхностной) и время жизни электронов на глубоком уровне:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_t} + \frac{1}{\tau_e}, \quad (11)$$

где  $\tau_r \approx 10^{-9} \text{ с}$  [19] — рекомбинационное время жизни электрона на глубоком уровне,  $\tau_e = \omega_e^{-1}$  и  $\tau_t = \omega_t^{-1}$  — времена жизни относительно процессов термоактивированной и туннельной эмиссии электронов с глубокого центра. Из (10) и (11) имеем

$$j_c(V_t, z_d) = j_i(V_t, z_d) \tau \left( \frac{1}{\tau_t} + \frac{1}{\tau_e} \right). \quad (12)$$

Предполагая, что  $E_d$ -комплексы распределены по глубине слоя  $p^+\text{-Si:Er}$  равномерно, окончательно получаем

$$I_c(V_t) = S \int_0^{d_p - l_p} j_c(V_t, z_d) dz = S \int_0^{d_p - l_p} j_i(V_t, z_d) \tau \left( \frac{1}{\tau_t} + \frac{1}{\tau_e} \right) dz, \quad (13)$$

где  $S \approx 1 \text{ нм}^2$  — эффективная площадь контакта СТМ-зонда к поверхности  $p^+\text{-Si}$  (рис. 1).

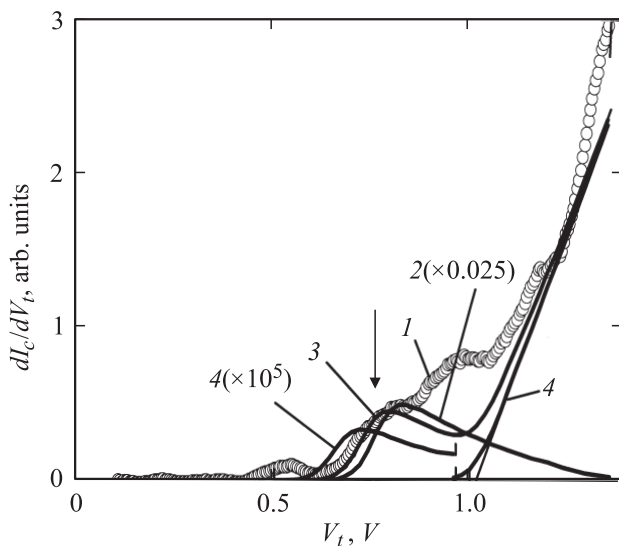
При  $E > E_c$  можно положить  $T_{\text{Si}} \propto \exp[(l_p - d_p)/\lambda_p]$ , где  $\lambda_p$  — длина свободного пробега электрона в

Параметры материалов, использованные в расчетах модельных зависимостей  $dI_c/dV_t(V_t)$ 

Обозначение	Величина	Значение	Источник
$A_{Pt}$	Работа выхода электрона из Pt	5.32 эВ	[21]
$X_{Pt}$	Сродство к электрону Pt	7.92 эВ	— " —
$X_d$	То же для SiO <sub>2</sub>	0.9 эВ	— " —
$\Delta E_c$	Разрыв зоны проводимости на границе Si/SiO <sub>2</sub>	3.9 эВ	[22]
$m_d$	Эффективная масса электрона в SiO <sub>2</sub>	$0.4m_0$	[23]
$m$	То же для Si (в направлении $\langle 100 \rangle$ )	$0.45m_0$	[14]
$N_c$	Эффективная плотность состояний в зоне проводимости Si (300 К)	$3.2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$	— " —
$N_v$	То же в валентной зоне Si (300 К)	$1.9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$	— " —
$\epsilon_{Si}$	Диэлектрическая проницаемость Si	11.7	— " —

покрывном слое Si, легированном Er (определяемая рассеянием электронов на ионизованных примесях). В сильно легированном  $p^+$ -Si:Er при  $N_A \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{Er} \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  имеем  $\lambda_p \approx 20 \text{ нм}$  [20].

На рис. 4 приведен пример аппроксимации зависимости  $dI_c/dV_t(V_t)$  для диода на основе структуры  $p^+$ -Si:Er/ $n^+$ -Si модельной, рассчитанной по (1)–(13), при этом  $E_d$  и  $S$  были подгоночными параметрами. Эффективная масса плотности состояний электронов в зоне проводимости Pt  $m_{Pt}$  полагалась равной массе свободного электрона  $m_0$ . Значения остальных параметров материалов, использованные при расчете модельных зависимостей  $dI_c/dV_t(V_t)$ , приведены в таблице. В качестве критерия согласия расчетной и экспериментальной кривых были выбраны совпадение квазипрямых участков спектра в диапазоне  $V_t = 1.1–1.3 \text{ В}$ , соответствующих краю зоны проводимости в  $p^+$ -Si:Er, а также положение максимума и амплитуда пика, связанного с примесными комплексами Er. Расчет показал, что последняя весьма чувствительна к малым изменениям  $E_d$  и меняется на 7 порядков величины при изменении  $E_d$  от  $E_c - 0.24$



**Рис. 4.** Экспериментальная (1) и расчетные (2–4) зависимости  $dI_c/dV_t$  от  $V_t$  (300 К) для структуры  $p^+$ -Si:Er/ $n^+$ -Si при  $E_d$ , эВ: 2 — 0.24, 3 — 0.27, 4 — 0.30.

до  $E_c - 0.30 \text{ эВ}$ . Это связано с тем, что  $E_d$  входит в выражения, стоящие под знаком экспоненты в (4), (6) и (10). В то же время спектральное положение указанного пика меняется линейно в зависимости от  $E_d$ . Наилучшее согласие между экспериментальной и модельной кривыми было получено при  $E_d = E_c - 0.27 \text{ эВ}$  и  $S = 6.24 \text{ нм}^2$ . Полученное значение  $E_d$  согласуется со значением энергии активации температурной зависимости концентрации электронов в слоях Si:Er  $E_d$  [10]. Полученное значение  $S$  также представляется разумным, учитывая толщину естественного окисла на поверхности Si, а также рассеяние баллистических электронов в слое окисла.

Порог при  $V_t \approx 0.9 \text{ В}$  (рис. 2, кривая 1) может быть связан с туннелированием баллистических электронов на возбужденные состояния Er-комплекса. Однако порог при  $V_t \approx 0.9 \text{ В}$  наблюдается и на кривой 2 (хотя зависимость в области  $V_t = 0.9–1.1 \text{ В}$  имеет другую форму). Последнее обстоятельство указывает, что, наиболее вероятно, порог при  $V_t \approx 0.9 \text{ В}$  связан не с Er-комплексами, а с некими ловушками в SiO<sub>2</sub> и(или) на границе Si/SiO<sub>2</sub>. Что касается особенности на кривой 1 (рис. 2) при  $V_t \approx 0.5 \text{ В}$ , то ее природа остается неясной.

#### 4. Заключение

В рамках настоящей работы метод баллистической электронной эмиссионной спектроскопии (БЭЭС) был впервые применен для исследования энергетического спектра Er-содержащих примесных комплексов в Si. В БЭЭС-спектрах меза-диодов на основе  $p^+$ - $n^+$ -Si-структур с тонким ( $\sim 30$ ) поверхностным слоем  $p^+$ -Si:Er в области энергий баллистических электронов  $eV_t$ , меньших энергии края зоны проводимости  $E_c$  в слое  $p^+$ -Si:Er, наблюдались особенности, связанные с туннелированием баллистических электронов на глубокие донорные уровни примесных комплексов Er с последующим термическим возбуждением и диффузией к  $p^+$ - $n^+$ -переходу и(или) прямым туннелированием в последний. Для обоснования данного предположения было проведено моделирование транспорта баллистических электронов в системе Pt-СТМ-зонд–слой естественного

окисла  $\text{SiO}_2$ — $p^+$ -Si:Er— $n^+$ -Si-подложка при исследовании меза-диодов на основе структур  $p^+$ -Si:Er/ $n^+$ -Si с тонким  $p^+$ -Si:Er-слоем методом БЭЭС. Методом аппроксимации экспериментальных БЭЭС спектров модельными определена энергия основного состояния Er-содержащего комплекса в Si:  $E_d \approx E_c - 0.27$  эВ. Указанное значение согласуется с опубликованными ранее в литературе данными, полученными методами измерения температурной зависимости проводимости в слоях Si:Er ( $\sim 0.21$ – $0.27$  эВ).

Настоящая работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (РНП 2.1.1.3615).

## Список литературы

- [1] G.T. Reed. *Silicon Photonics: The State of the Art* (Wiley–Interscience, 2008).
- [2] L. Pavesi, D.J. Lockwood. *Silicon Photonics* (Springer, 2004).
- [3] A.J. Kenyon. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, R65 (2005).
- [4] L. Khriachtchev. *Silicon Nanophotonics: Basic Principles, Present Status and Perspectives* (Pan Stanford, 2008).
- [5] В.П. Кузнецов, Д.Ю. Ремизов, В.Б. Шагин, К.Е. Кудрявцев, В.Н. Шабанов, С.В. Оболенский, О.В. Белова, М.В. Кузнецов, А.В. Корнауков, Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **41**, 1329 (2007).
- [6] М.В. Степихова, Д.М. Жигунов, В.Г. Шенгуров, В.Ю. Тимошенко, Л.В. Красильникова, В.Ю. Чалков, С.П. Светлов, О.А. Шалыгина, П.К. Кашкаров, З.Ф. Красильник. *Письма ЖЭТФ*, **81**, 614 (2005).
- [7] А.Н. Яблонский, Б.А. Андреев, Л.В. Красильникова, Д.И. Крыжков, В.П. Кузнецов, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **44**, 1519 (2010).
- [8] О.В. Белова, В.Н. Шабанов, А.П. Касаткин, О.А. Кузнецов, А.Н. Яблонский, М.В. Кузнецов, В.П. Кузнецов, А.В. Корнауков, Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **42**, 136 (2008).
- [9] V. Narayanamurti, M. Kozhevnikov. *Phys. Rep.*, **349**, 447 (2001).
- [10] В.П. Кузнецов, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **44**, 413 (2010).
- [11] M. Prietsch. *Phys. Rep.*, **253**, 163 (1995).
- [12] М.А. Лапшина, М.А. Исаков, Д.О. Филатов, С.В. Тихов, Ю.А. Матвеев, А.В. Зенкевич. *Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, № 5, 57 (2010).
- [13] В.Д. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (Л., Физматгиз, 1976).
- [14] *Physical Properties of Semiconductors. New Semiconductor Materials Database. Characteristics and Properties*. Electronic archive. <http://www.matprop.ru/Semicond/Si.html>.
- [15] D.L. Smith, M. Kozhevnikov, E.Y. Lee, V. Narayanamurti. *Phys. Rev. B*, **61**, 13 914 (2000).
- [16] L. Esaki, P.J. Stiles. *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 1108 (1966).
- [17] J.A. Kubby, J.J. Boland. *Surf. Sci. R*, **26**, 61 (1996).
- [18] M.S. Tyagi, R. van Overstraeten. *Solid-State Electron.*, **26**, 577 (1983).
- [19] В.П. Кузнецов, Д.Ю. Ремизов, В.Н. Шабанов, Р.А. Рубцова, М.В. Степихова, Д.И. Крыжков, А.Н. Шушунов, О.В. Белова, З.Ф. Красильник, Г.А. Максимов. *ФТП*, **40**, 868 (2006).
- [20] О.В. Белова, В.Н. Шабанов, А.П. Касаткин, О.А. Кузнецов, А.Н. Яблонский, М.В. Кузнецов, В.П. Кузнецов, А.В. Корнауков, Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **42**, 136 (2008).
- [21] *Таблицы физических величин. Справочник*, под ред. И.К. Кикоина (М., Атомиздат, 1976).
- [22] L. Quattropani, I. Maggio-Aprile, P. Niedermann, Ø. Fischer. *Phys. Rev. B*, **57**, 6623 (1998).
- [23] R. Ludeke, E. Cartier, A. Schenk. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1407 (1999).

Редактор Л.В. Беляков

## Investigation of the energy spectrum of the Er-related deep levels in Si by Ballistic Electron Emission Spectroscopy

D.O. Filatov, I.A. Zimovets\*, M.A. Isakov, V.P. Kuznetsov, A.V. Kornaukhov

Research Institute for Physics and Technology,  
Lobachevsky University of Nizhny Novgorod,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia  
\* Lobachevsky University of Nizhny Novgorod,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** Ballistic Electron Emission Spectroscopy have been applied to the investigation of the energy spectrum of the Er-related deep levels in Si for the first time. A peak have been observed in the ballistic electron spectra of the mesa diodes based on Si  $p^+$ - $n^+$ -structures with thin ( $\sim 30$  nm) cladding  $p^+$ -Si:Er layer in the range of the ballistic electron energies  $eV_i$  less than the conduction band edge  $E_c$  in the  $p^+$ -Si:Er layer. This peak has been attributed to the injection of the ballistic electrons from the Scanning Tunneling Microscope probe into the Er-related deep donor levels in the  $p^+$ -Si:Er layer followed by the thermally activated emission of the electron from the deep level to the conduction band and the diffusion to the  $p^+$ - $n^+$ -junction or/and by the direct tunneling to the latter. In order to justify the above interpretation the modeling of the ballistic electron transport in the Pt-probe-(native oxide ( $\text{SiO}_2$ ) layer)- $p^+$ -Si:Er- $n^+$ -Si substrate system has been carried out. The ground state energy of the Er-related deep donor in Si was determined by fitting the experimental ballistic electron spectra by the model those; it was found to be  $E_d \approx E_c - 0.27$  eV. This value agrees with the ones reported in the literature determined from the carrier concentration thermal dependence measurements.