

О механизме электролюминесценции в кремниевых диодах с большой концентрацией дислокаций

© А.В. Саченко, Ю.В. Крюченко[¶]

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины, 03028 Киев, Украина

(Получена 28 декабря 2004 г. Принята к печати 13 января 2005 г.)

Предложена гипотеза, позволяющая по-новому объяснить влияние дислокаций на электролюминесценцию кремниевых диодов. Ее сущность заключается в учете пространственной корреляции между инжектированными электронами и дырками, которые рекомбинируют внутри дислокаций. Проанализировано два случая. В первом случае результирующий ток определяется тунелированием электронов и дырок по дислокациям с последующей рекомбинацией в условиях неполного спрямления барьера. Показано, что в этом случае электролюминесценция имеет некраевой характер, а энергия максимума полосы электролюминесценции смещается в коротковолновую область с понижением температуры и увеличением приложенного напряжения. Во втором случае в полном токе доминирует диффузионная составляющая, излучательная рекомбинация происходит в квазинейтральных областях, а электролюминесценция имеет краевой характер. Показано, что предлагаемый механизм может привести к увеличению интенсивности электролюминесценции и ее квантовой эффективности в кремниевых диодах с дислокациями, если время жизни Шокли–Рида–Холла не превышает 10^{-3} с.

1. Введение

В последнее время достигнуто существенное увеличение квантовой эффективности электролюминесценции (ЭЛ) в кремниевых диодных структурах. Обнадешивающие для практических применений результаты получены на структурах трех типов. Первый тип — это диодные структуры из высококачественного кремния, выращенного методом зонной плавки. В таких структурах удалось добиться существенного уменьшения рекомбинационных потерь, связанных с безызлучательной многофононной объемной и поверхностной рекомбинациями носителей заряда [1,2]. Ко второму типу относятся диодные структуры, полученные имплантацией бора [3–5]. И наконец, третий тип — это диодные структуры, изготовленные из пластически деформированного кремния [6,7]. Что касается вопроса о механизме электролюминесценции, то более или менее четко на него можно ответить лишь в случае структур первого типа. Там этот механизм, по-видимому, связан с излучательной рекомбинацией носителей заряда в квазинейтральных областях эмиттера и базы [1,8–10]. При комнатных и повышенных температурах в них доминирует излучательная рекомбинация пространственно скоррелированных электронов и дырок [11,12], а при пониженных температурах — экситонная рекомбинация [9,10]. Что же касается интенсивной ЭЛ в структурах второго и третьего типов, то ее так или иначе связывают с наличием дислокаций. Так, в работе [3] было высказано предположение, что увеличение ЭЛ в структурах второго типа (в которых, как известно, в результате ионной имплантации образуется довольно большое количество дислокаций) связано с увеличением безызлучательного

времени жизни носителей заряда из-за возникновения барьеров, ограничивающих рекомбинацию.

Дислокационный механизм электро- и фотолюминесценции (ФЛ) кремния исследовался ранее в ряде работ, результаты которых изложены в монографии [13]. Было показано, что при концентрации дислокаций, превышающей 10^6 см⁻², интенсивность ФЛ и ЭЛ превышает интенсивность соответствующей люминесценции в бездислокационном кремнии. Основной полосой, наблюдавшейся при достаточно низких температурах, была полоса D1 с максимумом при 0.8 эВ; по мере повышения температуры интенсивность ЭЛ и ФЛ резко уменьшалась, хотя в разных работах температура, при которой начинался заметный спад интенсивности полосы D1, была различной.

В настоящей работе выдвинута гипотеза, позволяющая объяснить механизм ЭЛ в структурах второго и третьего типов с единых позиций. Гипотеза заключается в том, что из-за усиления пространственной корреляции между электроном и дыркой в дислокационной области вероятность их излучательной рекомбинации на дислокациях резко возрастает, и этот рост в ряде случаев может не только компенсировать увеличение вероятности безызлучательной рекомбинации, но и стать преобладающим. Установлено, что в структурах третьего типа ЭЛ и ФЛ наблюдаются, как правило, в условиях неполного спрямления барьера. Выдвинуто и теоретически обосновано предположение, что механизм ЭЛ в структурах третьего типа определяется излучательной рекомбинацией электронов и дырок, туннелирующих по дислокациям навстречу друг другу. Показано, что положение максимума полосы излучения в этом случае зависит от степени спрямления первоначального барьера в *p-n*-переходе. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными и показано, что между ними существует качественное согласие.

[¶] E-mail: kryuchenko@isp.kiev.ua

Что касается ЭЛ в структурах второго типа, то краевая ЭЛ в них связана с диффузионной компонентой полного тока, а проявляющаяся при достаточно низких температурах более длинноволновая полоса — с туннельной компонентой полного тока, обусловленной туннелированием носителей заряда по дислокациям.

2. Постановка задачи

Предполагалось, что в диодах с дислокациями, пересекающими область пространственного заряда $p-n$ -перехода, помимо диффузионного и рекомбинационного токов протекает еще и туннельный ток, обусловленный многоступенчатым туннелированием носителей заряда по дислокациям. Туннельная составляющая полного тока записывалась в модели „дислокационного шунта“, предложенной в работе [14]. Теоретический расчет был выполнен для случая, когда оправдано применение эквивалентной схемы диода с сосредоточенными параметрами; при этом плотность полного тока диода $J(V, T)$ может быть записана в следующем виде:

$$J(V, T) = J_{sd}(T) \exp\left(\frac{q[V - I(V, T)R_s]}{kT}\right) + J_{sr}(T) \exp\left(\frac{q[V - I(V, T)R_s]}{2kT}\right) + J_{st}(T) \exp\left(\frac{q[V - I(V, T)R_s]}{\varepsilon_t}\right), \quad (1)$$

где $J_{sd}(T) = J_{sd}(300) \cdot [n_i(T)/n_i(300)]^2$ — плотность диффузионного тока насыщения, $J_{sr}(T) = J_{sr}(300) \times (T/300)^{1/2} n_i(T)/n_i(300)$ — плотность рекомбинационного тока насыщения, $n_i(T) = [N_c(T)N_v(T) \times \exp(-E_g(T)/kT)]^{1/2}$ — концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике, $N_c(T)$ и $N_v(T)$ — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне, R_s — последовательное сопротивление, $I(V, T) = AJ(V, T)$, где A — площадь диодной структуры. Для плотности туннельного тока насыщения $J_{st}(T)$ использовалось выражение

$$J_{st}(T) = qN_d\nu \exp\left(-\frac{qV_k(T)}{\varepsilon_t}\right), \quad (2)$$

где q — заряд электрона, N_d — концентрация дислокаций, пересекающих $p-n$ -переход, ν — частота соударений туннелирующих электронов (или дырок) с барьером, $qV_k(T) = E_g(T) - kT \ln[(T/300)^{3/2} 1.02 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}/p_p] - kT \ln[(T/300)^{3/2} 2.86 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}/n_n]$ — высота барьера в $p-n$ -переходе, $E_g(T)$ — ширина запрещенной зоны кремния, p_p и n_n — концентрация основных носителей в единицах см^{-3} , ε_t — характеристическая энергия туннелирования. Энергетическая диаграмма $p-n$ -перехода и схема туннелирования представлены на рис. 1.

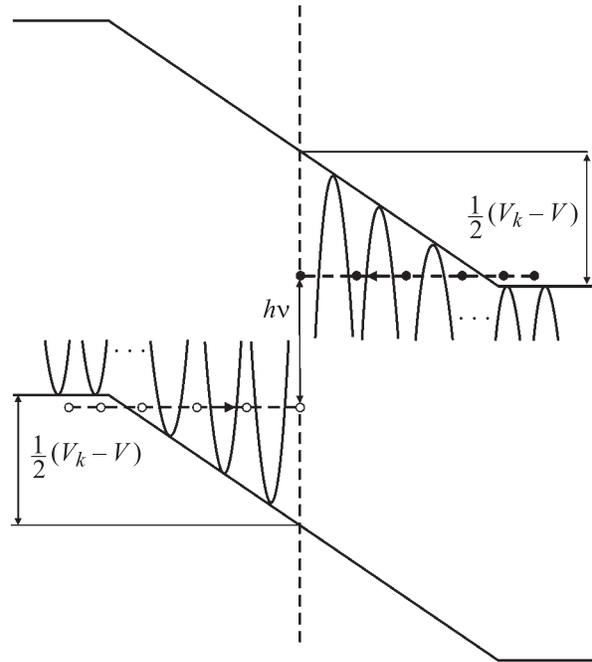


Рис. 1. Энергетическая диаграмма $p-n$ -перехода и схема туннелирования [14].

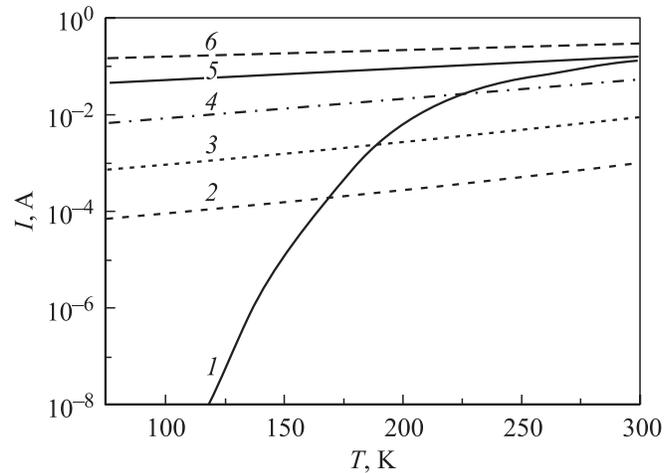


Рис. 2. Зависимости диффузионного (I) и туннельного (2–6) токов от температуры. Использованные параметры: плотность тока насыщения при $T = 300 \text{ K}$ $J_{sd} = 10^{-14} \text{ A/cm}^2$, $A = 10 \text{ мм}^2$, $R_s = 1 \text{ Ом}$, $\nu = 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\varepsilon_t = 0.08 \text{ эВ}$, $V = 0.9 \text{ В}$, $N_d, \text{ см}^{-2}$: 2 — 10^4 , 3 — 10^5 , 4 — 10^6 , 5 — 10^7 , 6 — 10^8 .

2.1. Теоретический анализ ЭЛ для структур третьего типа

На рис. 2 приведены результаты расчета температурных зависимостей диффузионной и туннельной компонент полного тока при величине смещения $V = 0.9 \text{ В}$. Параметром здесь является плотность дислокаций, которая варьировалась в пределах от 10^4 до 10^8 см^{-2} . Как видно из рисунка, по мере увеличения плотности дислокаций диапазон температур, в котором преобладает

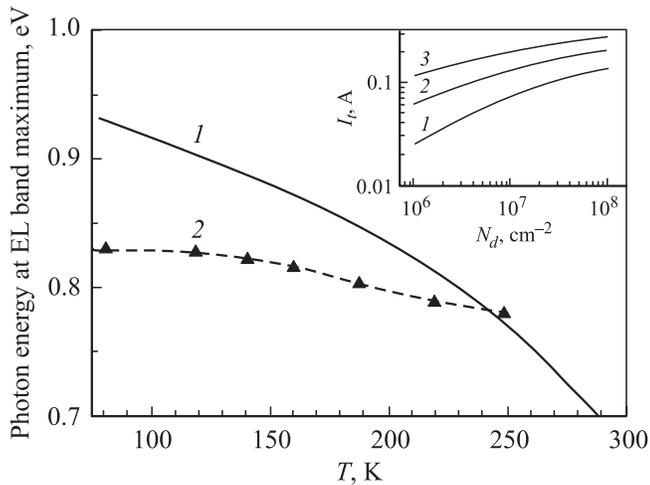


Рис. 3. Зависимость максимума полосы ЭЛ от температуры; 1 — теория, 2 — эксперимент. Используемые параметры: $A = 10 \text{ мм}^2$, $\nu = 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $R_s = 1 \text{ Ом}$, $\varepsilon_t = 0.08 \text{ эВ}$, $N_d = 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$, $I_k = 10 \text{ мА}$. На вставке — зависимости туннельного тока от плотности дислокаций; используемые параметры: $T = 77 \text{ К}$, $A = 10 \text{ мм}^2$, $\nu = 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $R_s = 1 \text{ Ом}$, $\varepsilon_0 = 0.066 \text{ эВ}$, $\beta = 0.00014 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{1/2}$, $p_p = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $n_n = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $V, \text{ В}$: 1 — 0.9, 2 — 1.0, 3 — 1.1.

туннельная компонента тока, расширяется, а при плотностях дислокаций $\sim 10^7 \text{ см}^{-2}$ туннельная компонента тока доминирует даже при комнатных температурах.

Интегральная интенсивность ЭЛ, связанной с излучательной рекомбинацией туннелирующих по дислокациям электронов и дырок, прямо пропорциональна плотности туннельного тока и в случае, когда вероятность туннелирования меньше вероятности рекомбинации, имеет следующий вид:

$$U = \frac{J_T \tau_{d1}^n}{q \tau_{d1}^r}, \quad (3)$$

где J_T — туннельная компонента плотности тока, определяемая третьим слагаемым в (1), τ_{d1}^r и τ_{d1}^n — излучательное и безызлучательное время рекомбинации электронов и дырок, встречающихся в процессе туннелирования внутри дислокации. Квантовый выход для этой компоненты ЭЛ равен τ_{d1}^n/τ_{d1}^r , а оценить положение максимума полосы ЭЛ можно из условия $E_m(T) \approx qV_x(T, I_k)$, где $V_x(T, I_k)$ — величина напряжения, которое необходимо приложить при данной температуре T для получения тока $I_k = AJ_k$, где A — площадь диодной структуры. Зависимость $E_m(T)$ для случая $I_k = 10 \text{ мА}$, полученная путем решения трансцендентного уравнения (1), приведена на рис. 3 (кривая 1). Как видно из рисунка, при использованных параметрах такая оценка для энергии фотонов в максимуме полосы туннельной ЭЛ дает величину около 0.76 эВ при комнатной температуре, а с понижением температуры эта величина возрастает до значений порядка 0.9 эВ при $T = 50 \text{ К}$. Кроме того, как следует из рисунка, в данном

случае барьер полностью не спрямляется даже в области низких температур, т.е. инжекционный механизм ЭЛ реализуется при условии $V - I_k \cdot R_s < V_k(T)$.

На этом же рисунке приведена температурная зависимость энергии максимума полосы ЭЛ в пластически деформированных диодах, полученная по данным эксперимента в работе [6] (кривая 2). Как видно, в области температур $\sim 250 \text{ К}$ наши теоретические оценки согласуются с экспериментальными данными. При более низких температурах экспериментальные значения энергии максимума полосы ЭЛ меньше рассчитанных из условия спрямления барьера, что, по-видимому, связано с реализацией одномерной дислокационной зоны [13] при достаточно низких температурах. Следует отметить также, что согласно результатам нашего расчета энергия, соответствующая максимуму полосы ЭЛ должна возрастать по мере увеличения полного тока, при котором измеряется ЭЛ. Именно такое поведение и наблюдается в эксперименте [6].

2.2. Теоретический анализ ЭЛ при доминировании диффузионной компоненты полного тока

В данном случае необходимо учитывать влияние дислокаций на эффективное время жизни электронно-дырочных пар в квазинейтральных областях базы и эмиттера. Ограничимся рассмотрением случая комнатных температур и будем считать, что в полном токе доминирует диффузионная компонента тока.

Увеличение интенсивности и квантового выхода электролюминесценции в диодных структурах в этом случае можно получить при условии реализации неравенства $\tau_{d2}^n/\tau_{d2}^r \ll \tau_0^n/\tau_0^r$, где τ_{d2}^r и τ_{d2}^n — излучательное и безызлучательное времена жизни носителей в области дислокации, а τ_0^r и τ_0^n — аналогичные времена в бездислокационной области, обусловленные лишь обычными механизмами электронно-дырочной рекомбинации (такими как многофононная рекомбинация, излучательная электронно-дырочная рекомбинация, экситонная рекомбинация и межзонная оже-рекомбинация).

В случае, когда дислокации расположены перпендикулярно p - n -переходу, а также выполнен критерий $(1/\tau_{d2}^n + 1/\tau_{d2}^r)d_d/(DN_d^{1/2}) \ll 1$ (где d_d — диаметр дислокационной трубки, а D — коэффициент диффузии в базе), эффективное время жизни для дырок в базе n -типа равно

$$\tau_{eff}^p \cong \left(\left(\frac{1}{\tau_0^{np}} + \frac{1}{\tau_0^{rp}} \right) + 4N_d^{1/2}d_d \left(\frac{1}{\tau_{d2}^n} + \frac{1}{\tau_{d2}^r} \right) \right)^{-1}. \quad (4)$$

Аналогично можно записать эффективное время жизни электронов в эмиттере p -типа

$$\tau_{eff}^n \cong \left(\left(\frac{1}{\tau_0^{np}} + \frac{1}{\tau_0^{rp}} \right) + 4N_d^{1/2}d_d \left(\frac{1}{\tau_{d2}^n} + \frac{1}{\tau_{d2}^r} \right) \right)^{-1}. \quad (5)$$

Длины диффузии для электронов и дырок с использованием обозначений работы [9] соответственно равны

$$L_n = \left[D_n \left(\frac{1}{\tau_{sn}} + \left(A_i + \frac{1}{n^* \tau_x} \right) p_p + C_p p_p^2 + 4N_d^{1/2} d_d \left(\frac{1}{\tau_{d2}^n} + \frac{1}{\tau_{d2}^r} \right) \right)^{-1} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

$$L_p = \left[D_p \left(\frac{1}{\tau_{sp}} + \left(A_i + \frac{1}{n^* \tau_x} \right) n_n + C_n n_n^2 + 4N_d^{1/2} d_d \left(\frac{1}{\tau_{d2}^n} + \frac{1}{\tau_{d2}^r} \right) \right)^{-1} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Здесь τ_{sp} и τ_{sn} — времена жизни Шокли–Рида–Холла в n - и p -областях соответственно, A_i — константа излучательной электронно-дырочной рекомбинации, $n^* = (N_c N_v / N_x) \exp(-E_x / kT)$, где N_x — эффективная плотность экситонных состояний, E_x — энергия связи экситона, $\tau_x = (1/\tau_x^r + 1/\tau_x^n)^{-1}$, τ_x^r — излучательное время жизни экситонов, τ_x^n — безызлучательное время жизни экситонов, связанное с оже-рекомбинацией с участием глубокого объемного уровня, C_n и C_p — коэффициенты межзонной оже-рекомбинации электронов и дырок в кремнии.

В случае длинного диода внутренний квантовый выход электролюминесценции с учетом дислокационной ЭЛ равен

$$\eta = n_n p_p \times \frac{(L_p + L_n)(A_i + 1/n^* \tau_x^r) + 4N_d^{1/2} d_d (L_p / \tau_{d2}^r n_n + L_n / \tau_{d2}^n p_p)}{D_p p_p / L_p + D_n n_n / L_n}. \quad (8)$$

Как показывает анализ, учет влияния дислокаций может приводить как к возрастанию эффективности ЭЛ кремниевых p - n -переходов, так и к ее уменьшению. Рост происходит в случае, когда времена жизни Шокли–Рида–Холла в эмиттере и базе достаточно малы, а спад возможен при их большой величине; для использованных при расчете параметров это времена порядка 10^{-2} с. На рис. 4, *a* приведены расчетные зависимости величины η от концентрации дислокаций, иллюстрирующие сказанное выше. Расчет проведен при $T = 300$ К. При расчетах использовалось значение $2.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ для суммарной величины коэффициентов краевой зонной и экситонной излучательной рекомбинации $A_i + 1/n^* \tau_x^r$; величина $1/n^* \tau_x^n$, характеризующая безызлучательную экситонную оже-рекомбинацию в кремнии n -типа, полагалась равной $(2.7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^3) \tau_{sp}^{-1}$, а в материале p -типа — $(1.3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^3) \tau_{sn}^{-1}$. Для коэффициентов межзонной оже-рекомбинации дырок и электронов в кремнии соответственно использовались значения $C_p = 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ и эмпирическая зависимость $C_n = (2.8 \cdot 10^{-31} + 2.5 \cdot 10^{-22} / n_n^{1/2}) \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$, в которой численное значение n_n выражено в единицах

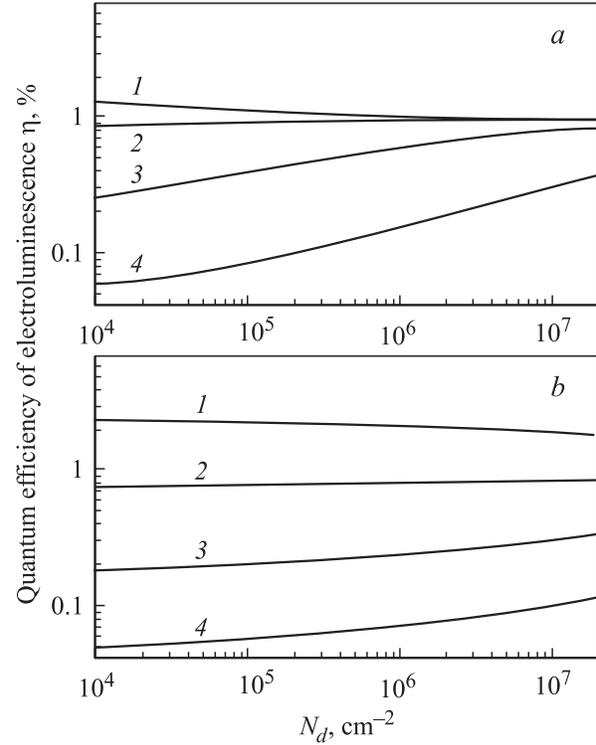


Рис. 4. Полученные в результате расчета зависимости внутренней квантовой эффективности ЭЛ кремниевого диода от концентрации дислокаций для случаев поперечного (*a*) и продольного (*b*) расположения дислокаций по отношению к p - n -переходу. Параметры расчета: $p_p = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $n_n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\tau_{sn} = 10^{-4}$ с. Величины τ_{sp} , с: 1 — 10^{-2} , 2 — 10^{-3} , 3 — 10^{-4} , 4 — 10^{-5} .

см^{-3} [9]. При построении рис. 4, *a* и 4, *b* коэффициенты диффузии дырок и электронов считались равными $D_p = 10 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ и $D_n = 25 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. При построении рис. 4 были использованы также значения $d_d = 10^{-6} \text{ см}$, $\tau_{d2}^n = 10^{-7}$ с и $\tau_{d2}^r = 10^{-5}$ с.

Значительно сложнее промоделировать ситуацию, когда дислокации расположены параллельно плоскости p - n -перехода. Простую оценку η этого случая можно получить, полагая, что дислокации расположены по толщине эмиттера равномерно, а в базе они отсутствуют. Тогда для расчета η можно воспользоваться модифицированным выражением (8), в котором вместо длины диффузии L_p будет фигурировать эффективная величина

$$L_p^* = \left[D_p \left(\frac{1}{\tau_{sp}} + \left(A_i + \frac{1}{n^* \tau_x} \right) n_n + C_n n_n^2 \right)^{-1} \right]^{1/2}. \quad (9)$$

Как видно из рис. 4, *b*, на котором представлены расчетные зависимости η от концентрации дислокаций для данного случая, они при не очень больших величинах τ_{sp} аналогичны зависимостям, приведенным на рис. 4, *a*. Однако, как видно из рис. 4, *b*, при $\tau_{sp} \geq 10^{-3}$ с квантовый выход ЭЛ по мере увеличения концентрации дислокаций уменьшается.

В заключение этого параграфа отметим, что в действительности оба механизма ЭЛ могут быть реализованы на одних и тех же диодных структурах. При промежуточных величинах концентрации дислокаций, как видно из рис. 2, в области высоких температур доминирует диффузионный механизм токопрохождения и ЭЛ носит краевой характер, а в области низких температур доминирует туннельная составляющая тока и энергия испускаемых фотонов может быть близкой к величине $qV_x(T, I_k)$, где $V_x(T, I_k)$ — величина напряжения, которое необходимо приложить при данной температуре T для получения тока I_k . Необходимо также отметить, что наши результаты справедливы в том случае, когда дислокации расположены друг от друга на расстояниях, не превышающих длины диффузии неосновных носителей заряда в p - и n -областях; так, например, при плотности дислокаций 10^6 см^{-2} соответствующая длина диффузии должна быть не менее 10 мкм.

3. Обсуждение экспериментальных и теоретических результатов

В работе [13] было отмечено, что начиная с концентрации дислокаций $N_d \approx 10^6 \text{ см}^{-2}$ дислокационная ФЛ и ЭЛ зависят от N_d сублинейно. Это можно легко объяснить в модели дислокационного шунта. В самом деле, согласно [14], туннелирование по дислокациям происходит через цепочку барьеров, образованных декорирующими примесями. При заданной концентрации примесей с увеличением плотности дислокаций барьеры для туннелирующих электронов (и дырок) будут возрастать, что должно приводить к увеличению ε_t . На вставке к рис. 3 приведены расчетные зависимости туннельного дислокационного тока для модели, когда величина ε_t зависит от концентрации дислокаций по закону $\varepsilon_t = \varepsilon_{t0} + \beta N_d^{0.25}$. Как видно из рисунка, при использованных параметрах в области $N_d \approx 10^8 \text{ см}^{-2}$ величина туннельного тока практически насыщается, что соответствует экспериментальным зависимостям.

Проанализируем различия в условиях наблюдения ЭЛ в структурах второго и третьего типов. В структурах второго типа экспериментальные исследования ЭЛ проводились при фиксированных значениях тока в пределах от 50 до 250 мА. Диаметр электрода в диодах при этом был порядка 1 мм. В структурах третьего типа ЭЛ изучалась при темновом токе, равном 10 мА; площадь электрода была приблизительно в 10 раз больше, чем в случае структур первого типа. Таким образом, плотность тока, при которой измерялась ЭЛ в структурах второго типа, была больше аналогичной величины в структурах третьего типа по крайней мере на 1.5–2 порядка. Кроме того, в структурах третьего типа плотность дислокаций была больше 10^8 см^{-2} [7], что, по нашим оценкам, приводило к доминированию туннельной составляющей в полном токе даже при комнатных температурах. Подтверждением этого являются прямые ветви ВАХ

кремниевых диодов для случая пластически деформированного материала, приведенные для случая $T = 300 \text{ К}$ в работе [15]. В области напряжений 0.1–0.7 В приведенные в [15] ВАХ имеют экспоненциальный характер с фактором неидеальности ~ 3 , что и указывает на туннельный механизм прохождения тока. Полного спрямления барьера в p - n -переходе в структурах третьего типа не происходит. То же самое, однако, можно сказать и относительно структур второго типа из-за их большого последовательного сопротивления. Как показывают теоретические оценки, приведенные в работе [3] прямые ВАХ можно смоделировать только при условии, что величина $R_s \approx 50 \text{ Ом}$; величина $V - IR_s$ при этом будет составлять приблизительно 0.6 В даже при $V \approx 2 \text{ В}$, т.е. полного спрямления барьера действительно не происходит. Поскольку плотность дислокаций в структурах второго типа значительно меньше, чем в структурах третьего типа, в области комнатных температур в этих структурах должна доминировать диффузионная компонента тока, а ЭЛ должна носить краевой характер. Именно это и имеет место в действительности. По мере понижения температуры роль туннельной компоненты должна возрастать и соответственно должна появляться более длинноволновая полоса. Особенно ярко роль туннельной компоненты ЭЛ при низких температурах проявляется в случае диодов, полученных имплантацией бора [4]. В этой работе проводилось изучение ЭЛ в широкой области доз имплантации и температур. В результате было показано, что наряду с краевой ЭЛ при низких температурах наблюдается длинноволновая полоса ЭЛ с энергетическим положением максимума $\sim 0.96 \text{ эВ}$ при $T = 12 \text{ К}$. Температурная зависимость энергетического положения максимума этой полосы соответствует результатам, приведенным на рис. 3. При комнатной температуре указанная полоса практически отсутствует, что, по нашему мнению, связано с меньшей концентрацией дислокаций в исследованных диодах по сравнению со случаем пластически деформированного кремния. Интегральная интенсивность ЭЛ указанной полосы убывает с увеличением температуры. С одной стороны, такое поведение объясняется уменьшением туннельной составляющей тока по сравнению с диффузионной по мере возрастания температуры, а с другой стороны — вероятно, связано с активационным характером безызлучательной рекомбинации электронов и дырок, движущихся по дислокациям.

В области ниже комнатных температур наблюдаемая во всех трех типах структур электролюминесценция, по видимому, имеет экситонный характер, а при комнатных температурах обусловлена излучательной рекомбинацией скоррелированных электронно-дырочных пар.

Относительно механизма излучательной рекомбинации с участием дислокаций можно высказать следующие соображения. Для электронно-дырочных пар, находящихся в области дислокации, фактор пространственного ограничения их движения в поперечном направлении (по отношению к оси дислокации) приводит к усилению

кулоновской компоненты электронно-дырочного взаимодействия, т. е. к усилению степени корреляции электронных и дырочных состояний. В результате термодинамическое равновесие между электронно-дырочными парами и экситонами должно смещаться в сторону увеличения концентрации экситонов. Этому же способствует и возрастание вероятности излучательной рекомбинации экситонов как с участием фононов, так и вследствие псевдопрямых нуль-фононных переходов, когда закон сохранения импульса выполняется за счет самой дислокации. Поэтому роль экситонной компоненты излучения в структурах с дислокациями, по-видимому, должна возрасти по сравнению с бездислокационными диодными структурами.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе в рамках гипотезы об увеличении вероятности излучательной рекомбинации с участием дислокаций из-за усиления степени пространственной корреляции электронов и дырок предложено два механизма формирования дислокационной ЭЛ в кремниевых диодах, позволяющие объяснить возрастание квантовой эффективности ЭЛ по сравнению со случаем бездислокационных диодов.

Первый механизм заключается в излучательной рекомбинации электронно-дырочных пар, туннелирующих в $p-n$ -переходе навстречу друг другу по дислокациям. Он преобладает даже при комнатных температурах в случае пластически деформированных диодов, а в случае диодов с не очень большой концентрацией дислокаций проявляется при низких температурах. Типичным для данного механизма является некраевой характер ЭЛ и сдвиг максимума полосы излучения в длинноволновую сторону по мере увеличения температуры.

Второй механизм состоит в излучательной рекомбинации с участием дислокаций в квазинейтральных областях эмиттера и базы. Он доминирует в области достаточно высоких температур. ЭЛ при этом имеет краевой характер.

Интенсивность ЭЛ, как следует из проведенного выше анализа, прямо пропорциональна плотности полного тока, а квантовый выход ЭЛ от нее не зависит.

Список литературы

- [1] M.A. Green, J. Zhao, A. Wang, P.J. Reece, M. Gal. *Nature*, **412**, 805 (2001).
- [2] T. Trupke, J. Zhao, A. Wang, R. Corkish, M.A. Green. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2996 (2003).
- [3] W.L. Ng, M.A. Lourenco, R.M. Gwilliam, S. Lewdain, G. Shao, K.P. Homewood. *Nature*, **410**, 192 (2001).
- [4] J.M. Sun, T. Dekorsy, W. Skorupa, B. Schmidt, M. Helm. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 3885 (2003).
- [5] Н.А. Соболев, А.М. Емельянов, Е.И. Шек, В.И. Вдовин. *ФТТ*, **46**, 39 (2004).

- [6] V. Kveder, E.A. Steinman, S.A. Shevchenko, H.G. Grimmeis. *Phys. Rev. B*, **51**, 10 520 (1995).
- [7] V.V. Kveder, M. Badylevich, E. Steinman, A. Izotov, M. Seibt, W. Schröter. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 2106 (2004).
- [8] O.B. Gusev, M.S. Bresler, I.N. Yassievich, B.P. Zakharchenya. In: *Proc. NATO workshop „Toward the First Silicon Laser“* (Trento, 2002): М.С. Бреслер, О.Б. Гусев, Б.П. Захарченя, И.Н. Ясевич. Матер. совещ. „Нанофотоника“ (Нижегород, Россия 2003) т. 1, с. 59.
- [9] А.В. Саченко, А.П. Горбань, В.П. Костылев. *ФТП*, **38**, 570 (2004).
- [10] A.V. Sachenko, A.P. Gorban, V.P. Kostylyov, D.V. Korbutyak, Yu.V. Kryuchenko, V.V. Chernenko. *Semicond. Phys., Quant. Electron. & Optoelectron.*, **7**, 5 (2004).
- [11] H. Schlangenotto, H. Maeder, W. Gerlach. *Phys. Status Solidi A*, **21**, 357 (1974).
- [12] M. Ruff, M. Fick, R. Lindner, U. Rossler, R. Helbig. *J. Appl. Phys.*, **74**, 267 (1993).
- [13] *Электронные свойства дислокаций*, под ред. Ю.А. Осипьяна (М., Эдиториал УРСС, 2000).
- [14] В.В. Евстропов, М. Джумаева, Ю.В. Жилиев, Н. Назаров, А.А. Ситникова, Л.М. Федоров. *ФТП*, **34**, 1357 (2000).
- [15] В.Г. Еременко, В.И. Никитенко, Е.Б. Якимов. *ЖЭТФ*, **20**, 1143 (1974).

Редактор Л.В. Беляков

On the mechanism of electroluminescence in silicon diodes with large dislocation density

A.V. Sachenko, Yu.V. Kryuchenko

V.E. Lashkarev Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
03028 Kiev, Ukraine

Abstract A new concept is proposed to explain the dislocation influence on the silicon diode electroluminescence. It is based on consideration of a spatial correlation between injected electrons and holes which recombine inside the dislocation core. Such a correlation leads to an increase in the probability of electron-hole pairs radiative recombination. Two cases are analyzed. In the first case the total current is determined mainly by the electron and hole tunnelling along dislocations and their subsequent recombination under partial barrier straightening. The electroluminescence has a non-edge character and the energy position of the electroluminescence band shifts towards a short-wavelength region with the temperature decrease and the applied voltage increase. In the second case, the diffusion component dominates in the total current. The radiative recombination of electron-hole pairs occurs in quasi-neutral regions and the electroluminescence is the edge one. It is shown, that the offered mechanism can be responsible for a substantial enhancement of the electroluminescence intensity and the quantum efficiency in silicon diodes characterized by the Shockly-Reed-Hall life time less than 10^{-3} s.