

Механизмы формирования $N-S$ -перехода на неизотермических вольт-амперных характеристиках $p-i-n$ -диода

© А.В. Горбатюк[¶], Ф.Б. Серков^{*¶}

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

* Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет им. Ульянова (Ленина),
197376 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 20 января 2009 г. Принята к печати 23 января 2009 г.)

На основе самосогласованной модели транспортных процессов в полупроводниковом $p-i-n$ -диоде при его саморазогреве в условиях ограниченного теплоотвода выполнен численный анализ механизмов необычного эффекта — формирования $N-S$ -перехода на неизотермических вольт-амперных характеристиках прибора. Установлено, что причиной такого эффекта является сильное температурное снижение подвижности носителей в высокоомной базе и насыщение уровня инжекции при плотностях тока $J > 300-500 \text{ А/см}^2$. Последнее достигается благодаря оже-рекомбинации или утечкам носителей из плазмы в сильно легированные эмиттерные слои, интегральный ток которых в этих условиях, как правило, превышает интегральный ток рекомбинации в базе. Оже-рекомбинация в анодном эмиттере тоже начинает играть заметную роль в ограничении уровня инжекции в базе, если концентрация примеси в нем становится выше 10^{18} см^{-3} .

PACS: 44.10.+i, 85.30.Kk, 85.30.Mn

1. Недавно, в работе [1] были представлены результаты численного исследования механизмов статической тепловой перегрузки мощных диодов и включенных тиристоров, выполненного на основе самосогласованной модели пространственно распределенных инжекционных и тепловых процессов, предложенной ранее в общем виде в [2]. Анализ полученных результатов указывает на возможность формирования аномального изгиба на неизотермических вольт-амперных характеристиках (ВАХ) этих приборов. Дело в том, что в области токов плотностью в несколько сотен А/см^2 и напряжений $U \approx 5-10 \text{ В}$ левее участка отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС), связанного с тепловым пробоем полупроводника (см. [3-5] и ссылки в этих работах), на кривой ВАХ может появиться новый участок ОДС с максимумом тока на границе с ветвью относительно холодных состояний, обладающей положительным дифференциальным сопротивлением (ПДС), и минимумом тока на границе с узким переходным участком ПДС непосредственно перед началом ветви теплового пробоя. В работе [1] появление этой особенности в форме неизотермических ВАХ было названо $N-S$ -переходом и было качественно увязано с рекомбинационным и диффузионным ограничением уровня инжекции в базе, усиливающимся с температурой, и температурным падением подвижностей. Однако в [1] рассматривался весьма специальный случай падающего с температурой времени жизни носителей в базе и не учитывались зависимости токов их утечек в эмиттерные слои от уровня инжекции, так что предлагаемое объяснение является далеко не полным.

Пожалуй, впервые о похожей форме экспериментальных характеристик кремниевых диодов, но проявляющейся при очень низких температурах, сообщалось в

работе [6]. Сам эффект был объяснен выходом диода из состояния с „вымороженными“ носителями при сильном разогреве в условиях плохого теплоотвода и уменьшением проводимости из-за температурного снижения подвижностей носителей при их постоянной концентрации уже после полного „размораживания“ примеси. Начальные признаки появления N -ветви наблюдались также и в $4H-SiC$ -диодах [7], в этом случае в области очень высоких температур. Однако дальнейшие исследования причин такого эффекта, насколько нам известно, не проводились.

Формирование $N-S$ -перехода — качество весьма опасное, поскольку одним из его проявлений является понижение в несколько раз порога теплового пробоя по рассеиваемой мощности. Поэтому в связи с разработками диодов и тиристоров, рассчитываемых на номинальную работу в режимах ограниченной перегрузки [8], с началом освоения твердотельной электроники высокотемпературных материалов [7,9] и развитием соответствующих приложений [10-12] его механизмы нуждаются в более глубоком исследовании.

Далее мы выполняем прямые расчеты неизотермических ВАХ $p-i-n$ -диодов, основываясь на модели работы [13], обладающей большей полнотой описания, чем модель в [2], затем анализируем самосогласованные механизмы формирования $N-S$ -перехода.

2. Определим сначала те соотношения модели работы [13], которые необходимы для понимания ее структуры или будут варьироваться в последующих расчетах. Основной исследуемой конструкции является диодная структура, которая присоединена через сварной контакт — к вольфрамовому, а через прижимной контакт — к молибденовому теплоотводам (см. вставку на рис. 1). Толщины кремниевой и металлических (W, Mo) пластин соотносятся как $w_{Si} \ll w_W, w_{Mo}$. Структура диода имеет ступенчатое легирование эмиттеров с концентрацией

[¶] E-mail: agor.pulse@mail.ioffe.ru

^{¶¶} E-mail: fserkov@gmail.com

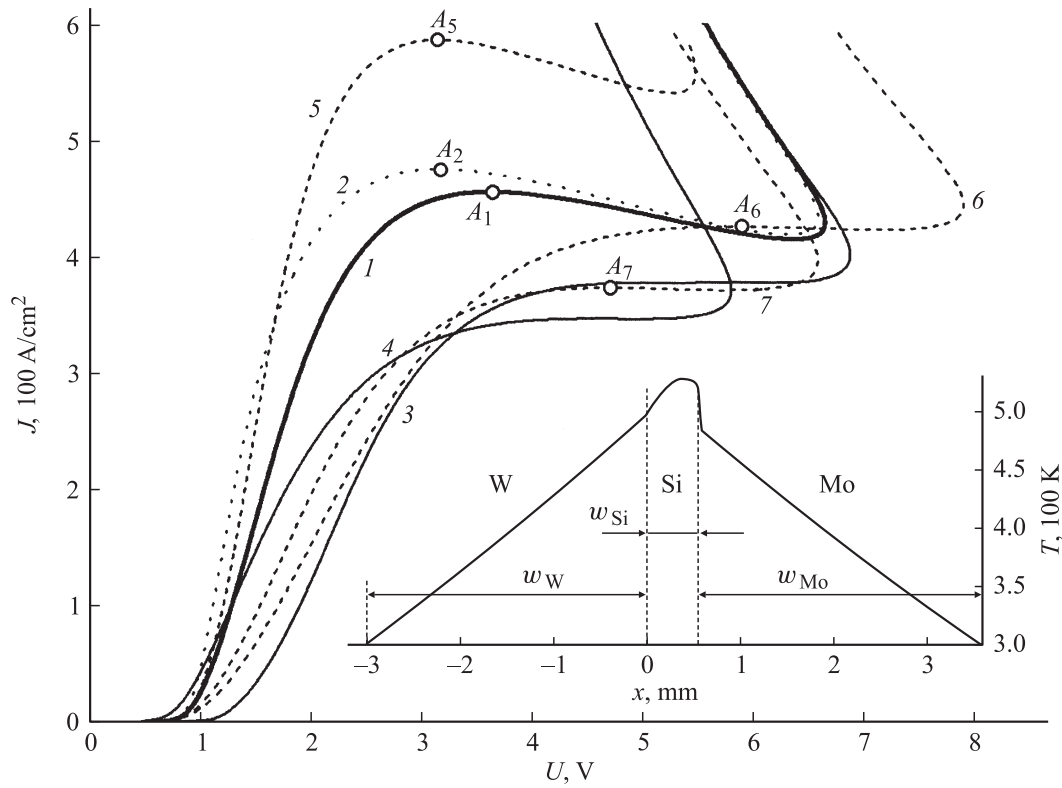


Рис. 1. Статические ВАХ диода при вариации входных данных. Толщина кремниевой структуры $w = 550$ мкм. (1–5) — $w_W = w_{Mo} = 0.3$ см, $l_A = l_K = 10$ мкм, концентрации примеси в анодном эмиттере $N_A = 2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, в катодном эмиттере $N_K = 1 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$; (6, 7) — $w_W = 0.2$ см, $N_A = N_K = 5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, $l_A = 2.8$, $l_K = 1.85$ мкм; 7 — катодный теплоотвод отсутствует. Обозначены точки максимумов.

примеси на 4–5 порядков выше уровня легирования базы.

Инжекционная часть задачи рассматривается в стационарном приближении, а также в пренебрежении термодиффузионными эффектами. При этом распределение концентрации квазинейтральной электронно-дырочной плазмы p в базе диода на интервале $0 < x < w$, где w — толщина базы, в условиях высокого уровня инжекции описывается следующим уравнением:

$$\frac{1}{q} \nabla J_p = R_\Sigma(p, T), \quad J_p = \frac{1}{b+1} J - qD_h \nabla p. \quad (1)$$

Здесь q — заряд электрона, $\nabla = \partial/\partial x$ — дифференциальный оператор по координате x , J_p — плотность тока дырок, $D_h = 2bD_p/(b+1)$ — коэффициент амбиполярной диффузии, D_p — коэффициент диффузии дырок, b — отношение подвижностей электронов и дырок, $R_\Sigma(p, T)$ — скорость рекомбинации плазмы. В условиях высокого уровня инжекции скорость рекомбинации есть

$$R_\Sigma(p, t) = R_{SR} + R_A, \quad R_{SR} = \frac{p - n_i(T)}{\tau_h},$$

$$R_A = C_A p (p^2 - n_i^2), \quad (2)$$

где $\tau_h = \tau_n + \tau_p$, τ_n и τ_p — времена жизни электронов и дырок по Шокли-Риду, а $C_A = C_n + C_p$, C_n и C_p — соответствующие коэффициенты оже-рекомбинации (ОР).

Граничные условия для уравнения (1) формулируются через выражение для J_p в (1) с учетом токов утечек Флетчера J_F [14] (см. также [15]) из базы в эмиттерные слои — электронов через левую границу ($J_{nF} = J - J_p$) и дырок через правую границу (J_{pF}):

$$J_F = \frac{qDf_{BGN}^2 p^2}{NL_{eff}} \Big|_{x=0,w}, \quad L_{eff} = L \tanh \frac{l}{L}. \quad (3)$$

Здесь для конкретного эмиттера: l — его толщина, N — концентрация легирующей примеси; D , $\tau = (\tau_{SR}^{-1} + \tau_A^{-1})^{-1}$, τ_{SR} и $\tau_A = (C_{n,p} N^2)^{-1}$ — зависящие от N соответственно коэффициент диффузии, время жизни неосновных носителей при низком уровне инжекции, а также его шокли-ридовские и оже-составляющие; $L(N) = \sqrt{D\tau}$ — диффузионная длина этих носителей; $f_{BGN}(N)$ — фактор увеличения собственной концентрации в конкретном эмиттере вследствие сужения запрещенной зоны.

Выражение для самосогласованного поля в плазме, необходимое для расчета напряжения на базе и джоулева тепла, в условиях высокого уровня инжекции имеет вид

$$E = \frac{J - q(\tilde{D}_n - \tilde{D}_p) \nabla p}{qp(\tilde{\mu}_n + \tilde{\mu}_p)}. \quad (4)$$

Здесь $\tilde{\mu}_{p,n}$ — подвижности дырок и электронов с учетом электронно-дырочного рассеяния (ЭДР) в рамках тео-

рии [16] (см. также [13]). Нелинейностью подвижностей по полю пренебрегается.

Напряжение на базе U_b , суммарное смещение инжектирующих эмиттерных переходов U_{pn} и полное напряжение на структуре U вычисляются, согласно [15], как

$$U_b = - \int_0^w E dx, \quad U_{pn} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_1 p_2}{n_i^2}, \quad U = U_b + U_{pn}. \quad (5)$$

В пренебрежении эффектом Пельтье в почти спрямленных барьерах „эмиттер–база“ и эффектом Томсона опишем тепловые процессы упрощенным уравнением

$$c_{Si} \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla Q_T, \quad Q_T = -\kappa_{Si} \nabla T + \phi J - E_p^n J_p, \quad (6)$$

где Q_T — плотность потока тепла в базе, c_{Si} — удельная теплоемкость и κ_{Si} — теплопроводность полупроводника (Si), ϕ — локальный потенциал, $E_p^n = E_g + 3kT$ — энергия одной электронно-дырочной пары (в эВ). Для металлических слоев и прижимного теплового контакта тоже решаются соответствующие уравнения

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \kappa \nabla T, \quad (7)$$

где c — удельная теплоемкость и κ — теплопроводность конкретного слоя. Для всех внутренних границ конструкции учитывается непрерывность относительно T и потоков Q_T . Температура T_0 на внешних границах конструкции считается постоянной.

3. Система уравнений (1)–(7) должным образом дополняется определениями всех температурно-зависимых параметров материала и конструкции. Для этого в последующих расчетах, если не оговорено другое, используется тот же „опорный“ набор исходных данных, что и в работе [13]. В частности, для времен жизни электронов и дырок в чистом кремнии выбраны зависимости $\tau_n = \tau_{n0}(T/300)^{2.0}$, $\tau_{n0} = 16$ мкс, $\tau_p = \tau_{p0}(T/300)^{2.0}$, $\tau_{p0} = 8$ мкс, $\tau_h(T) = \tau_n + \tau_p$. Подвижности в чистом материале без учета ЭДР рассчитывались по формулам $\mu_n(T)[\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}] = 1414(T/T_0)^{-2.42}$ и $\mu_p(T)[\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}] = 470(T/T_0)^{-2.2}$. Учет ЭДР проводился по модели [16]. Для снижения τ_n и τ_p в сильно легированных слоях использована разновидность формулы Шарфеттера

$$\tau_{SR} = \frac{r_\tau \tau_0(T)}{1 + (N_{A,K}/N_\tau)^{0.5}}, \quad (8)$$

где $N_{A,K}$ — концентрации примеси в анодном и катодном эмиттерах, $N_\tau = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ — концентрационный порог эффекта сильного легирования, r_τ — эмпирический поправочный коэффициент, равный 0.3 для электронов и 0.8 для дырок (см. [13]). Определения для D через μ и для фактора f_{BGN} в сильно легированных слоях взяты, согласно [13], из [17] и [18]. Что касается коэффициентов

оже-рекомбинации в (2) и (3), то мы альтернативно используем два приближения. Первое заимствовано из [18]:

$$C_{p,n} = [A + B(T/300) + C(T/300)^2] \times [1 + H \exp(-p/N_0)]. \quad (9)$$

Здесь для электронов $A = 6.7 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6/\text{с}$, $B = 2.5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$, $C = -2.2 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6/\text{с}$, $H = 3.5$, а для дырок $A = 7.2 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6/\text{с}$, $B = 4.5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^6/\text{с}$, $C = 2.6 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6/\text{с}$, $H = 8.3$. Для обоих типов носителей $N_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Другое приближение для $C_{n,p}$ (в $\text{см}^6/\text{с}$) взято из [19]:

$$C_n = 1.83 \cdot 10^{-31} (T/300)^{1.18}, \quad C_p = 2.78 \cdot 10^{-31} (T/300)^{0.72}. \quad (10)$$

Заметим, что формула (9) дает намного большие значения $C_{n,p}$, чем формула (10).

Геометрия рассчитываемой конструкции показана на вставке к рис. 1. Теплоемкости c и температурные зависимости κ слоев W и Mo (κ_w , κ_{Mo}) задавались по таблицам справочника [20]. Теплопроводность прижимного контактного слоя толщиной 50 мкм принята равной $\kappa_{Mo}/10$. Температура внешних граней охладителей $T_0 = 300 \text{ К}$.

С целью сравнения в отдельных примерах менялся параметр τ_{SR} , концентрации $N_{A,K}$, толщины $l_{A,K}$ анодного и катодного эмиттерных слоев, формулы для $C_{n,p}$, температура T_0 и др. (см. подписи к рис. 1). Стационарные решения системы (1)–(7) находились в режиме демпфирования тока внешней анодной цепью с конечным сопротивлением $R_A \approx 50 \text{ МОм} \cdot \text{см}^2$ и медленно меняющейся эдс $E_A(t)$ по закону $J = (E_A - U)/R_A$.

На рис. 1 показаны результаты расчета неизоотермических ВАХ диода. Кривая 1, демонстрирующая выраженный $N-S$ -переход с плотностью тока в левом максимуме $J_m = 454 \text{ А}/\text{см}^2$, соответствует опорному набору параметров с использованием формулы (9) для ОР. Далее, при построении кривой 2 было исключено действие ЭДР. Заметим, что по сравнению с нестационарным случаем [13] теперь этот эффект проявляется гораздо меньше. На вставке к рис. 1 показан температурный профиль для варианта 1 в точке максимума на кривой $J(U)$. Видим, что температура в базе диода при этом достигает значений $\sim 500 \text{ К}$, что еще не достаточно для начала теплового пробоя, но по оценкам должно вести к (3–4)-кратному падению подвижностей и к почти 8-кратному ослаблению вкладов ЭДР относительно вкладов рассеяния на решетке.

При уменьшении времени жизни Шокли–Рида происходит снижение параметра J_m и сужение интервала ОДС N -участка по току. Так, при достижении уровня $\tau_h \rightarrow 5.9 \text{ мкс}$ происходит вырождение $N-S$ -характеристики в характеристику обычной формы (кривая 3). По-видимому, при столь малых τ_h концентрации плазмы в базе настолько малы, а ее сопротивление и тепловыделение здесь настолько велики, что тепловой пробой наступает раньше, чем успевают проявиться механизмы формирования N -участка.

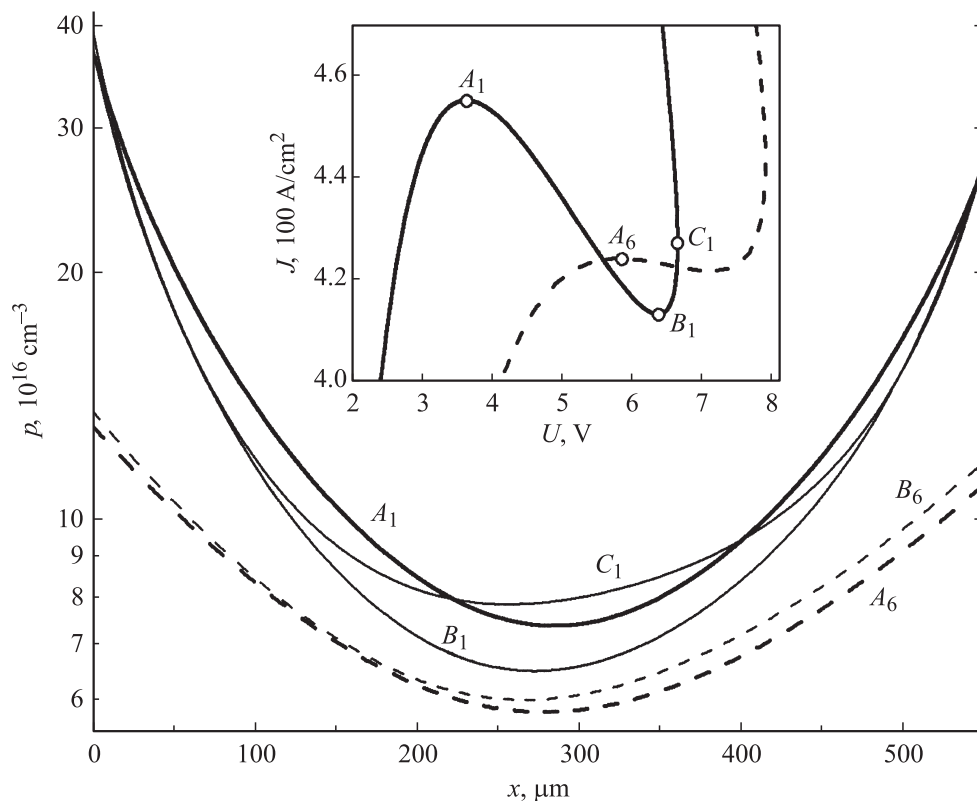


Рис. 2. Координатные распределения $p(x)$ для различных критических состояний на кривых 1 и б рис. 1 (см. обозначения критических точек на вставке).

Вырождение неизотермической ВАХ в характеристику S -типа происходит также и при увеличении температуры T_0 (здесь при 400 К, кривая 4) или при ухудшении теплоотвода. Такое происходит из-за снижения запаса стойкости к тепловому пробую.

Чтобы проверить масштабы ожидаемого влияния на ВАХ механизма оже-рекомбинации, мы перешли в опорном наборе от формулы (9) к формуле (10) с меньшими значениями $C_{n,p}$. Действительно, соответствующая кривая 5 при сохранении N - S -формы существенно сдвигается в область больших токов. Тем не менее участие ОР в базовом слое структуры не является решающим в формировании N - S -перехода. На рис. 1 построены дополнительные кривые б и 7 для структур с ослабленной эффективностью эмиттеров.¹ Для этого в наборе параметров, использовавшемся для расчета кривой 5, были уменьшены их толщины и уровни легирования (см. подписи к рис. 1). Кроме этого, для случая 7 не учитывался теплоотвод с катодной грани, что отражает специфику конструкций приборов с катодными микрозатворами. Как видно из рис. 1, кривые б и 7 сохраняют N - S -форму (хотя и слабее выраженную) примерно в том же интервале токов, что и опорный вариант 1. Очевидно, что существенное снижение порога

¹ Такие эмиттеры стали использоваться в приборах с двойной инжекцией с целью уменьшения заряда, накапливаемого при включении, сокращения времени выключения и увеличения рабочей частоты.

N - S -перехода при искусственно ослабленной ОР может быть объяснено только ограничением уровня инжекции в базе из-за увеличения утечек носителей из плазмы в тонкие и слабо легированные эмиттеры по механизму Флетчера.

На рис. 2 сравниваются случаи с нормальным и низкоэффективным эмиттерами (кривые 1 и б на рис. 1). Соответствующие ВАХ и их критические точки показаны на вставке. Концентрационные профили $p(x)$ для случая 1 (сплошные линии) даны для точки максимума тока (A_1), его минимума (B_1) и точки перехода на S -участок (C_1). Видим, что крайевые концентрации для последовательности состояний A_1 - B_1 - C_1 практически не меняются. В то же время происходит заметное снижение уровня инжекции в срединных частях базы при переходе от точки A_1 к точке B_1 незадолго до начала термогенерационного прироста p (состояние C_1). Наблюдаемое увеличение градиентов p вблизи эмиттеров при переходе к большим напряжениям (и T) говорит о температурном снижении локальной диффузионной длины и тем самым указывает на сильное участие ОР. Для случая б, несмотря на ослабление ОР, уровень инжекции в базе для состояний A_6 и B_6 остается значительно более низким. Теперь при переходе от точки максимума A_6 к точке минимума тока B_6 концентрация плазмы, хотя и увеличивается, но весьма незначительно, при этом увеличение градиентов p около эмиттеров практически

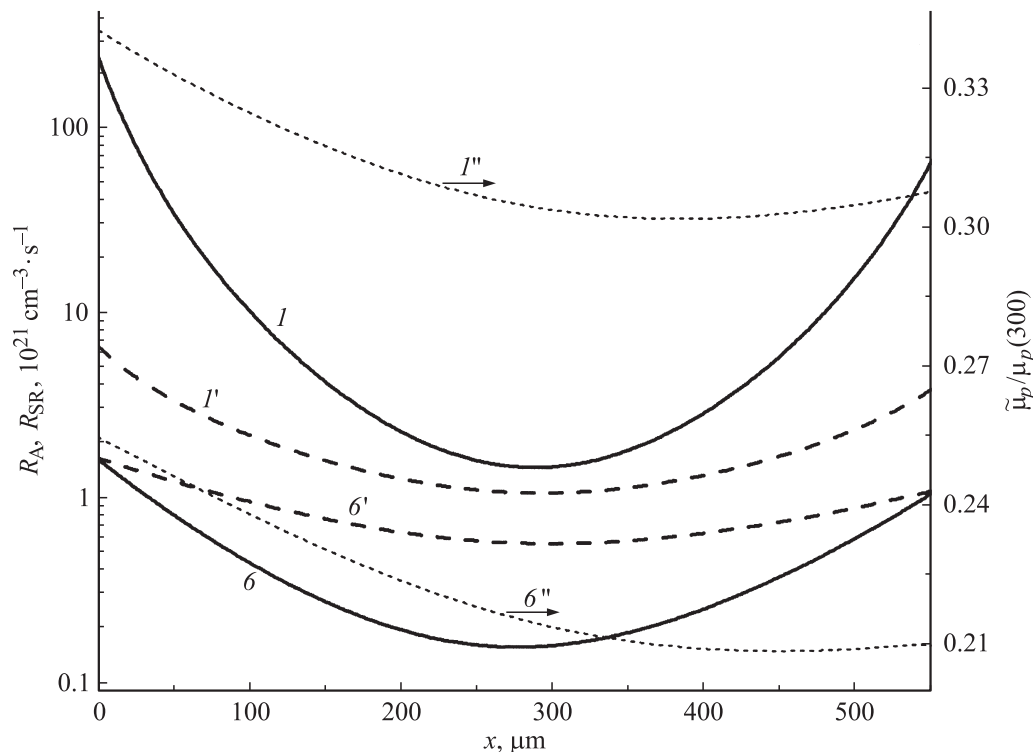


Рис. 3. Сравнение вкладов различных механизмов рекомбинации в базе (левая ось) в точках максимумов кривых I и b на рис. 1. I, b — вклад Оже, I', b' — вклад Шокли–Рида. I'', b'' — отношение истинной подвижности дырок в различных точках базы к ее величине при $T = 300$ К (правая ось) для исследуемых состояний.

незаметно. Это подтверждает сделанный ранее вывод о доминировании механизма Флетчера над механизмом Оже в одном из главных факторов формирования $N-S$ -перехода — в ограничении уровня инжекции в базе в диодах с низкоэффективными эмиттерами.

На рис. 3 мы приводим результаты дальнейшего сравнения примеров с нормальным и низкоэффективным эмиттерами (соответственно состояний A_1 и A_6 на рис. 1). Координатные профили скорости рекомбинации Оже R_A показаны сплошными кривыми I и b , а рекомбинации Шокли–Рида — штриховыми кривыми I' и b' (левая ось). На правой оси рисунка отложены отношения истинной локальной подвижности дырок $\tilde{\mu}_p$ к ее значению при $T = 300$ К и без учета ЭДР $\mu_p(300)$ (профили I'' и b''). Случай I , как мы уже видели из предыдущих примеров, иллюстрирует сильное преобладание механизма рекомбинации Оже в базе диода над механизмом Шокли–Рида. Для случая b набор параметров, характеризующих эмиттеры, был специально подобран таким образом, чтобы скорости рекомбинации Оже и Шокли–Рида совпадали только на краях базы. На срединных участках базы во втором случае вклады ОР сильно уступают вкладам рекомбинации Шокли–Рида. Из анализа зависимости $\tilde{\mu}_p/\mu_p(300)$ видим, что для формирования $N-S$ -перехода фактор снижения подвижностей с температурой является решающим: в точках максимума $J(U)$ они уже уменьшены до 0.2–0.3 от исходного значения.

Наконец, на рис. 4 представлены результаты расчета влияния концентрации легирования анодного эмиттера на относительные вклады интегральной рекомбинации в базе $J_{R\Sigma} = q \int_0^w (R_A + R_{SR}) dx$ (левая ось) и интегральной рекомбинации в анодном эмиттере, равной соответствующей плотности тока утечки J_{EA} (правая ось), в полную плотность тока J . Рассматриваются критические состояния A для опорного варианта структуры при варьировании N_A (нижняя ось) и альтернативном учете ОР по формуле (9) (сплошные линии) или (10) (пунктир). Сразу заметим, что во всех случаях интегральная скорость рекомбинации в одном только анодном эмиттере оказывается более высокой, чем в базе, что еще раз говорит о принципиальном значении флетчеровского ограничения инжекции в механизме формирования $N-S$ -перехода, усиливающегося при малых N_A . Интересно, что при концентрациях легирования $N_A > (1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в интегральной рекомбинации в анодном эмиттере начинают ощущаться вклады Оже: для всех рассматриваемых случаев при искусственном отключении именно этой части рекомбинационных вкладов плотность тока утечки резко падает, а объем рекомбинации в базе растет с ростом N_A (пунктирные кривые $I'-4'$). Интересно также, что с ростом N_A наблюдается характерное насыщение относительных вкладов рекомбинации в базе и анодном эмиттере, при сильной ОР для $N_A \geq (4-5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а при ослабленной ОР для $N_A \geq (8-10) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

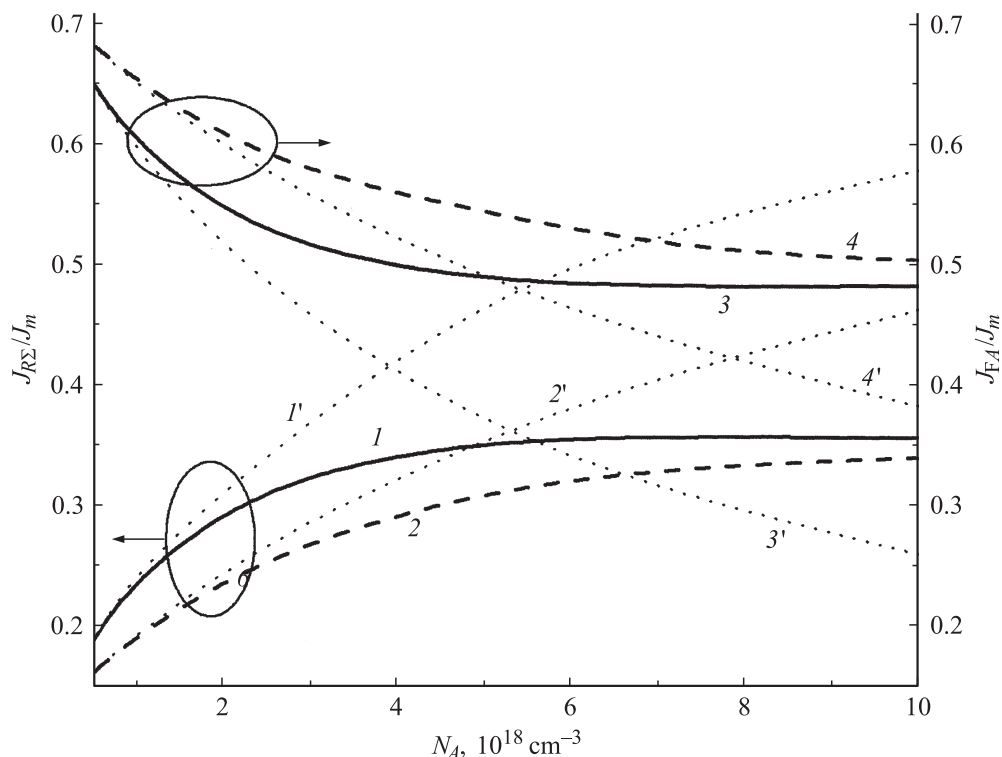


Рис. 4. Отношения величин $J_{RS}(N_A)$ (1, 1' и 2, 2', левая ось) и $J_{FA}(N_A)$ (3, 3' и 4, 4', правая ось) и полного тока в точках максимумов J_m на $J(U)$. (1–4) — для опорного набора всех параметров, кроме N_A ; (1, 3) — учет ОР выполнен по формуле (9), (2, 4) — по формуле (10). (1'–4') — использована формула (9), но в анодном эмиттере ОР искусственно отключена.

Это объясняется тем, что время жизни по механизму Оже квадратично уменьшается с уровнем легирования и рано или поздно становится много меньшим времени жизни Шокли–Рида. Диффузионная длина неосновных носителей при этом линейно убывает, а ток Флетчера насыщается с N_A — см. (3). Поскольку вклады в полный ток интегральной рекомбинации в базе и в эмиттерах аддитивны, кривые 1 и 2 тоже насыщаются с ростом N_A .

4. На основе численного моделирования механизмов формирования N – S -перехода на неизотермических характеристиках высоковольтных p – i – n -диодов установлено, что это свойство носит весьма общий характер и связано с саморазогревом их структуры до температур 500–600 К, еще не достаточных для начала теплового пробоя, но уже обеспечивающих многократное снижение подвижностей носителей, и с насыщением уровня инжекции при $J > 300$ – 500 А/см² из-за ускорения рекомбинации в базе и в эмиттерах. Требуемый поток рекомбинации может достигаться за счет механизма Оже. Однако для устройств с низкоэффективными эмиттерами необходимые условия возможны и при сниженных вкладах ОР, и даже при быстро растущим с температурой шокли–ридовским временем жизни. Напротив, N – S -переход может не наблюдаться при ускорении факторов разогрева (при увеличении температуры охладителей, их теплового сопротивления, уменьшении шокли–ридовского времени жизни и т.д.),

когда тепловой пробой наступает при меньших токах еще до насыщения уровня инжекции.

Один из авторов (А.В. Горбатюк) особо признателен А.С. Кюрегяну за плодотворные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-08-00689).

Список литературы

- [1] А.В. Горбатюк, К.В. Игумнов. Письма ЖТФ, **34**, 58 (2008).
- [2] А.В. Горбатюк, И.Е. Панайотти. Письма ЖТФ, **32**, 37 (2006).
- [3] Ж.И. Алферов, А.И. Уваров. Электричество, № 5, 46 (1963).
- [4] А.И. Бараненков, В.В. Осипов. Микроэлектроника, **1**, 63 (1972).
- [5] И.В. Грехов, А.Е. Отблеск. ЖТФ, **54**, 1787 (1984).
- [6] В.П. Сондаевский, В.И. Стафеев. В сб.: *Физика p – n -переходов* (Рига 1966). с. 83.
- [7] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, P.A. Ivanov, J.W. Palmour, M.K. Das, V.A. Hull. *Solid-State Electron.*, **51**, 955 (2007).
- [8] I.V. Grekhov. *Proc. 11th IEEE Int. Pulsed Power Conf.* (Baltimore, Maryland, 1997), ed. by G. Cooperstein, I. Vitkovsky, v. 1, p. 425.
- [9] M.E. Levinshtein, S.L. Romyantsev, T.T. Mnatsakanov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. *Int. J. High Speed Electron. Syst.*, **15** (4), 931 (2005).

- [10] И.В. Грехов, А.К. Козлов, С.В. Коротков и др. ПТЭ, N 1, 53 (2003).
- [11] IEEE Trans. Plasma Sci. (special issue), **28**(5), (2000): M.E. Savage, p. 1451; S. Schneider, T.F. Podlesak, p. 1520.
- [12] B.R. Geil, S.B. Вауно, D. Ibitauo, M.G. Коебке. IEEE Trans. Plasma Sci., **33**, 1226 (2005).
- [13] А.В. Горбатюк, Ф.Б. Серков. ФТП, **43**(8), 1065 (2009).
- [14] N.H. Fletcher. Proc. IRE, **45**, 863 (1957).
- [15] В.П. Григоренко, П.Г. Дерменжи, В.А. Кузьмин, Т.Т. Мнацаканов. *Моделирование и автоматизация проектирования силовых полупроводниковых приборов* (М., Энергоатомиздат, 1988).
- [16] Т.Т. Mnatsakanov, I.L. Rostovtsev, N.I. Filatov. Sol. St. Electron., **30**, 579 (1987).
- [17] Т.Т. Мнацаканов, М.Е. Левинштейн, Л.И. Поморцева, С.Н. Юрков. ФТП, **38**, 56 (2004).
- [18] *ISE Integrated Systems Engineering AG. DESSIS Ref. Manual.*
<http://www.stanford.edu/class/ee328/Dessis/dessis.pdf>
- [19] D.B.M. Klaasen. Solid-State Electron., **35**, 961 (1992).
- [20] А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др. *Физические величины. Справочник* под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова (М., Энергоатомиздат, 1991).

Редактор Л.В. Шаронова

Mechanisms of formation of $N-S$ transition in non-isothermal current-voltage characteristics of a $p-i-n$ diode

*A.V. Gorbatyuk, F.B. Serkov**

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

* Saint-Petersburg State
Electrotechnical University „LETI“,
197376 St. Petersburg, Russia

Abstract On the basis of self-consistent model of transport processes in a semiconductor $p-i-n$ diode during its self-heating under conditions with restricted heat sink, numerical analysis is done for mechanisms of an uncommon effect — formation of $N-S$ -transition in non-isothermal current-voltage characteristics of the device. The reason for such an effect is shown to be strong temperature decrease of carrier mobilities and the injection level saturation for current densities $J > 300-500 \text{ A/cm}^2$. The latter is attained due to Auger recombination or carrier leakages from plasma into high doped emitter layers, the integral current of which at such conditions exceeds the integral recombination current in the base, as a rule. Auger recombination inside the anode emitter also begin to play a noticeable role in limitation of the injection level in the base, if the doping concentration here exceeds 10^{18} cm^{-3} .