

Кооперативные эффекты при импульсном саморазогреве $p-i-n$ -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 23 декабря 2008 г. Принята к печати 24 декабря 2008 г.)

Предложен вариант аналитической модели распределенных инжекционных и тепловых процессов, которые реализуются при саморазогреве полупроводникового $p-i-n$ -диода. Рассчитаны переходные характеристики напряжения, обнаруживающие стадии предварительного и ускоренного разогрева, а также теплового пробоя. Исследованы закономерности эволюции концентрационных и температурных распределений в базе на этих стадиях и проиллюстрировано необычное явление — кратковременное концентрационное обеднение инжекционного канала на стадиях, предшествующих термогенерационному увеличению концентраций и вхождению в пробой. Установлено, что механизмы этого явления заключаются в кооперативном взаимодействии эффектов температурно-градиентного дрейфа, термодиффузии плазмы и электрополевого снижения подвижности носителей.

PACS: 44.10.+i, 73.40.Lq, 85.30.Kk

1. Введение

В работе [1] была предложена самосогласованная модель инжекционных и тепловых процессов в диодах и включенных тиристорах при их саморазогреве внешним током. В ее основу положено приближение амбиполярного дрейфового, диффузионного и термодиффузионного переноса с учетом температурно-зависимых механизмов рекомбинации Шокли–Рида и Оже при одновременном описании процессов объемной генерации джоулева тепла и его отвода в охладитель. При использовании этой модели в численном моделировании режимов тепловой перегрузки диодов и тиристоров были продемонстрированы необычные явления динамического (кратковременного) концентрационного обеднения инжекционного канала при длительностях греющего импульса тока меньше нескольких сотен микросекунд и формирования так называемого $N-S$ -перехода [2] на их статических неизотермических вольт-амперных характеристиках (ВАХ). Следы первого из них были обнаружены экспериментально в специальных кремниевых образцах и описаны еще в работах [3,4]. Авторами этих работ было установлено, что явление связано с образованием так называемого температурно-градиентного домена и появлением в его поле отрицательной дивергенции электронного и дырочного токов, обусловленной существованием некоторой степенной, хотя и не слишком сильной, температурной зависимости величины отношения электронной и дырочной подвижностей $b = \mu_n/\mu_p = b(T)$. На этом основании механизм концентрационного истощения был назван температурно-градиентным b -дрейфом. Однако, кроме работы [1], где было показано, что явление концентрационного обеднения может

приобретать существенные масштабы при импульсной токовой перегрузке мощных диодов и тиристоров и что в его механизме в дополнение к температурно-градиентному дрейфу участвуют несколько кооперативных транспортных эффектов, другие исследования на эту тему нам не известны. Вместе с тем в связи с разработками новых приборов диодного и тиристорного типов, рассчитанных на надежную работу вблизи порога критической перегрузки по току [5], с началом освоения высокотемпературных материалов [6], а также с формированием соответствующих приложений [7–9] более глубокое изучение кооперативных эффектов саморазогрева структур с двойной инжекцией представляется весьма актуальным. Далее мы совершенствуем исходную модель работы [1] и иллюстрируем ее эффективность на примере исследования механизмов одного из кооперативных явлений — динамического концентрационного обеднения инжекционного канала в диодах.

2. Структура и соотношения аналитической модели

Геометрия исследуемой системы показана на рис. 1 (нижняя вставка). Считается, что диод имеет ступенчатое легирование $N(x)$. Слои p -эмиттера (слева) и n -эмиттера (справа) имеют соответственно концентрации $N = N_A, N_K$. Между ними находится интервал модулируемой проводимости — высокоомная база с $N \ll N_A, N_K$ и толщиной w . Со стороны анода полупроводниковая пластина соединена через сварной контакт с вольфрамовым (W), а со стороны катода — через прижимной контакт (P.C.) с молибденовым (Mo) термокомпенсаторами. Принято, что толщины слоев эмиттеров $l = l_A, l_K \ll w$, а толщины металлических слоев конструкции $w_W, w_{Mo} \gg w + l_A + l_K$.

[¶] E-mail: agor.pulse@mail.ioffe.ru

^{¶¶} E-mail: fserkov@gmail.com

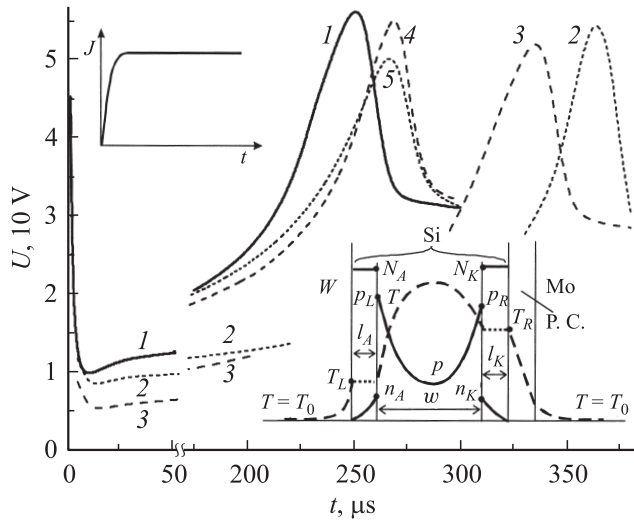


Рис. 1. Переходные характеристики $U(t)$ при различных вариациях параметров задачи (пояснения в тексте). На верхней вставке — форма импульса тока $J(t)$, на нижней — геометрия рассматриваемой системы.

В структурном отношении предлагаемый далее „кооперативный“ вариант модели объединяет в себе амбиполярную модель неизотермической двойной инжекции в высокоомной базе диода, неизотермическую модель инжекционных утечек в его сильно легированных эмиттерных слоях и модель тепловых процессов в полупроводниковой пластине, охлаждаемой внешним устройством.

Начнем с модификации уравнений модели инжекции, выведенных ранее в работе [1]. В предположении квазинейтральности электронно-дырочной плазмы, инжектируемой в слой модулируемой проводимости $0 < x < w$, высокого уровня инжекции в нем и вытекающего отсюда равенства локальных электронной и дырочной концентраций, $n = p$, инжекционный процесс может быть описан уравнением непрерывности только для плотности дырочной компоненты тока J_p :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \nabla J_p + G_{\Sigma}(p, T). \quad (1)$$

Здесь t — время, q — заряд электрона, $\nabla = \partial/\partial x$ — дифференциальный оператор по координате x , T — абсолютная температура, $G_{\Sigma}(p, T)$ — скорость прироста локальной концентрации плазмы p вследствие суммарного действия генерационных и рекомбинационных процессов по механизмам Шокли–Рида и Оже. В условиях высокого уровня инжекции эта скорость может быть представлена как

$$-G_{\Sigma}(p, T) = \frac{p - n_i(T)}{\tau_h} + (C_p + C_n)p(p^2 - n_i^2), \quad (2)$$

где $\tau_h(T)$ — время жизни по Шокли–Риду, $C_{n,p}(T)$ — коэффициенты рекомбинации Оже для электронов и

дырок, собственная концентрация

$$n_i(T) = \sqrt{N_c N_v} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{-E_g}{2kT} \right), \quad (3)$$

N_c и N_v — эффективные плотности состояний зоны проводимости и валентной зоны, $E_g(T)$ — ширина запрещенной зоны, k — постоянная Больцмана.

В приближении высокого уровня инжекции в базе для дырочной компоненты плотности тока справедливо выражение, полученное в *Приложении*:

$$J_p = \frac{1}{b+1} J - qD_h \nabla p - qp \mathcal{D}_h^T \nabla T, \quad (4)$$

$$D_h = \frac{2b}{b+1} D_p, \quad \mathcal{D}_h^T = \frac{2b}{b+1} \mathcal{D}_p^T,$$

где J — плотность полного тока. В правой части (4) последовательно выделены вклады амбиполярного дрейфа, диффузии и так называемой термической диффузии [10]. Величина $b = \mu_n(T)/\mu_p(T)$ представляет собой отношение подвижностей электронов и дырок с учетом их температурных зависимостей, $\mu_{p,n}(T) = \mu_{p,n}^{300}(T/300)^{\alpha_{p,n}}$ и $D_{p,n}(T) = kT\mu_{p,n}(T)/q$ — температурные зависимости подвижностей и коэффициентов диффузии электронов и дырок без учета электронно-дырочного рассеяния (ЭДР), $\mu_{p,n}^{300}$ — соответствующие подвижности при $T = 300$ К, $\alpha_{p,n}$ — температурные показатели, в случае кремния несколько различные для дырок и электронов. Величины $\mathcal{D}_{p,n}^T = dD_{p,n}/dT$ в (5) и в (16) представляют собой коэффициенты термической диффузии дырок и электронов [10] (см. также *Приложение*).¹

В итоге уравнение (1) принимает вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \nabla \left(D_h \nabla p + p \mathcal{D}_h^T \nabla T - \frac{J}{q(b+1)} \right) + G_{\Sigma}(p, T). \quad (5)$$

Нас будут интересовать режимы перегрузки с плотностью тока в несколько килоампер. При таких токах необходимо учитывать токи утечек электронов и дырок из плазмы в сильно легированные слои анодного и катодного эмиттеров — так называемых утечек Флетчера [12]. Обозначая соответствующие плотности токов J_{nF} для анодного и J_{pF} для катодного эмиттеров, в качестве граничных условий для уравнения (5) имеем:

$$J - J_{nF}|_{x=0} = \frac{1}{b+1} J - \left(qD_h \frac{\partial p}{\partial x} + qp \mathcal{D}_h^T \frac{\partial T}{\partial x} \right) \Big|_{x=0}, \quad (6)$$

$$J_{pF}|_{x=w} = \frac{1}{b+1} J - \left(qD_h \frac{\partial p}{\partial x} + qp \mathcal{D}_h^T \frac{\partial T}{\partial x} \right) \Big|_{x=w}. \quad (7)$$

Отличим в постановке этой части задачи от сформулированной ранее в [1] как раз и является дополни-

¹ В английской литературе эту величину называют „Soret coefficient“ (см. [11]).

тельный учет нелинейных зависимостей токов утечек от концентраций в плазме, который мы производим в рамках модели из монографии [13], подразумевающая теперь динамическую связь всех ее зависимостей от T :

$$J_F = \frac{qDf_{\text{BGN}}^2 p^2}{NL_{\text{eff}}} \Big|_{x=x_l}, \quad (8)$$

$$L_{\text{eff}} = L \tanh \frac{l}{L}, \quad L = \sqrt{D\tau}. \quad (9)$$

Здесь для конкретного из типов эмиттеров: D — коэффициент диффузии неосновных носителей, τ — время жизни неосновных носителей при низком уровне инжекции, L_{eff} — их эффективная диффузионная длина, f_{BGN} — фактор увеличения собственной концентрации в этом эмиттере вследствие сужения запрещенной зоны.

В определении коэффициента D учитывается снижение подвижности за счет электронно-дырочного рассеяния и рассеяния на ионизированной примеси с соответствующими температурными зависимостями. Так, согласно теории [14], для низкого уровня инжекции электронно-дырочная подвижность равна

$$\mu_{pn} = \frac{G_{pn} p_0}{N}, \quad (10)$$

где G_{pn} и p_0 — те же характеристики, что и в выражении (П.10). Соответствующий коэффициент диффузии при этом равен

$$D = \frac{kT\mu}{q} (1 + \xi)^{-1}. \quad (11)$$

Здесь μ — стандартная подвижность неосновных носителей в конкретном эмиттере, зависящая от температуры и концентрации примеси:

$$\mu = \frac{\mu_{\text{max}} B (T/T_0)^b}{1 + B (T/T_0)^{(b+a)}}, \quad B = \frac{\mu_{\text{min}} + \mu_{\text{max}} (N_\mu/N)^g}{\mu_{\text{max}} - \mu_{\text{min}}}, \quad (12)$$

где N_μ — концентрационный порог эффекта снижения подвижности, a , b и g — степенные показатели, значения которых, а также величины μ_{min} и μ_{max} определены в работе [15].

Для учета снижения времени жизни неосновных носителей по Шокли–Риду при низком уровне инжекции в эмиттерах выбрана одна из разновидностей формулы Шарфеттера:

$$\tau_{\text{SRH}} = \frac{r_\tau \tau_{\text{max}}(T)}{1 + (N/N_\tau)^{0.5}}. \quad (13)$$

Здесь N_τ — концентрационный порог этого эффекта и r_τ — эмпирический поправочный коэффициент, оба параметра зависят от типа эмиттера [16]; τ_{max} — время жизни по Шокли–Риду в чистом материале. Ввиду сильного легирования эмиттеров при вычислении времени

жизни в них необходимо учитывать также и вклады рекомбинации Оже:

$$\tau = \left(\frac{1}{\tau_{\text{SRH}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Aug}}} \right)^{-1}, \quad (14)$$

где $\tau_{\text{Aug}} = (CN^2)^{-1}$, C — коэффициент рекомбинации Оже неосновных носителей выбранного типа.

Наконец, фактор сужения запрещенной зоны для слоя с легированием N определен в соответствии с теорией Слотбома–де Граафа как

$$f_{\text{BGN}} = \exp \frac{\Delta E_N}{2kT}, \quad (15)$$

где ΔE_N — эмпирический параметр теории.

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

$$E = \frac{J - q(\tilde{D}_n - \tilde{D}_p)\nabla p - qp(\tilde{\mathcal{G}}_n^T - \tilde{\mathcal{G}}_p^T)\nabla T}{qp(\tilde{\mu}_n + \tilde{\mu}_p)}. \quad (16)$$

В работе [1] было установлено, что для получения корректного численного расчета E в данном классе задач необходимо учитывать нелинейные зависимости подвижностей от поля $\mu(E)$ (конкретный их вид будет приведен далее). При этом выражение (16) переходит в трансцендентное уравнение относительно переменной E , подлежащее численному решению на каждом временном шаге при численном моделировании полной нелинейной задачи.

Напряжение на базе и суммарное смещение инжектирующих эмиттерных переходов могут быть вычислены, согласно [13], как

$$U_b = - \int_0^w E dx, \quad U_{pn} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_1 p_2}{n_i^2}, \quad (17)$$

так что для полного напряжения на структуре имеем

$$U = U_b + U_{pn}. \quad (18)$$

Перейдем теперь к формулировке модели теплопереноса в системе полупроводник–охладитель. При переходе от представления в терминах квазипотенциалов Ферми к амбиполярным дрейфу, диффузии, термодиффузии (см. Приложение) локальная плотность теплового потока может быть представлена как

$$Q_T = -\kappa \nabla T + \phi J - \frac{3k}{2q} J T - \frac{1}{q} (3kT + E_g) J_p. \quad (19)$$

Уравнение теплопроводности в этом случае принимает вид

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \kappa \nabla T + EJ + \frac{3k}{2q} J \nabla T + \frac{1}{q} \nabla (E_p^n J_p), \quad (20)$$

где c — удельная теплоемкость, κ — теплопроводность полупроводника, $E_p^n = 3kT + E_g$ — полная энергия одной электронно-дырочной пары. В правой части этого

уравнения выделяются почленно дивергенция потока тепла по решетке, джоулево тепло, термодиффузионная часть тепла Томсона и рекомбинационное тепло.

Дополнительное тепло, выделяемое (поглощаемое) в тонких эмиттерных слоях и на границе с металлом, учитывается посредством введения точечных источников:

$$Q_T|_{\text{out}} - Q_T|_{\text{in}} = G_{E-M}. \quad (21)$$

Здесь $Q_T|_{\text{in}}$ и $Q_T|_{\text{out}}$ — тепловые потоки, соответственно вводимые из базы в конкретный эмиттерный слой и выводимые из него в соседний термокомпенсатор, а G_{E-M} — суммарный точечный источник тепла для конкретного эмиттера и контакта к нему.

При определении G_{E-M} градиентом температуры в эмиттерах ∇T пренебрегается. Считается, что положительные точечные источники тепла $G_{E-M} = G_{A,K}$ на анодной и катодной границах интервала $\{0, w\}$ состоят из компонент рекомбинационного тепла внутри эмиттерных слоев G_R , выделения (поглощения) тепла за счет поверхностной рекомбинации (генерации) в реструктурированном приповерхностном слое и на контактах металл–полупроводник (тепло Пельтье) $Q_{\Pi}|_M$, а также тепла Пельтье в инжектирующих p - i - и n - i -переходах $G_{\Pi}|_{p-n}$:

$$G_{E-M} = G_R + Q_{\Pi}|_M + G_{\Pi}|_{p-n}. \quad (22)$$

Так, для анодного эмиттера имеют место соотношения $G_R = q^{-1}E_p^n(J_n|_{x=0} - J_n|_M)$, $Q_{\Pi}|_M = q^{-1}(E_p^n J_n - \Delta E_V J_p)|_M$. Здесь $\Delta E_V = E_F - E_V = kT \ln(N_V/N_A)$ — высота уровня Ферми E_F над потолком валентной зоны (предполагается, что скорость поверхностной рекомбинации здесь $s_A \rightarrow \infty$); $G_{\Pi}|_{p-n} = (\varphi_A - U_A)(J_p + J_n)|_{x=0} = (\varphi_A - U_A)J$, $\varphi_A = kT \ln(N_V/n_i)/q$ — контактный потенциал барьера анодного эмиттера, $U_A = kT \ln[N_C/p(x=0)]/q$ — внешнее смещение анодного эмиттера. Для катодного эмиттера в вышеприведенных формулах меняются J_n на J_p , N_A на N_K , N_V на N_C , а величина ΔE_V на высоту дна зоны проводимости над уровнем Ферми $\Delta E_C = E_C - E_F$.

Что касается определения тепловых потоков $Q_T|_{\text{out}}$, отводимых из полупроводника, то они вместе с граничной температурой связываются через условия сшиваемости с решениями простых уравнений теплопроводности вида

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = -\kappa \nabla T \quad (23)$$

в слоях конструкции корпуса и термокомпенсаторов с соответствующими параметрами теплоемкости c и теплопроводности κ . Температура на внешних границах термокомпенсаторов считается постоянной.

В качестве начальных условий для системы (5), (6), (20), (23) должны быть заданы некоторые распределения $p(x, t=0)$ и $T(x, t=0)$, зависящие от конкретного случая.

3. Численное исследование эффектов саморазогрева и обсуждение полученных результатов

В расчетах используется следующий „опорный“ набор физических характеристик кремния: $N_C = 3.1 \cdot 10^{19} (T/300)^{3/2} \text{ см}^{-3}$, $N_V = 2.9 \cdot 10^{19} (T/300)^{3/2} \text{ см}^{-3}$, $E_g = E_{g0} - a_E T^2 / (T + b_E)$ ($E_{g0} = 1.16 \text{ эВ}$, $a_E = 4.73 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$, $b_E = 636 \text{ К}$); $\mu_p(T) = 470 \times (T/300)^{-2.2} \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ и $\mu_n(T) = 1414 \times (T/300)^{-2.42} \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Для параметров подвижности при электронно-дырочном рассеянии в (10), (11) и (П.10) использованы значения из работы [14]: $G_{pn} = G_0 (T/300)^{1.5}$, $G_0 = 1840 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $p_0 = 3.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Для времен жизни носителей в формуле (2) выбрана температурная зависимость вида $\tau_{n,p} = \tau_{n0,p0} (T/300)^2$. Эмпирический параметр в формуле (15) для случая кремния определен как $\Delta E_N = \Delta E_0 [g(N) + \sqrt{g(N)^2 + 0.5}]$, где $\Delta E_0 = 6.92 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$, $g(N) = \lg(N/1.3 \cdot 10^{17})$. Учет снижения $\mu_{p,n}(E)$ выполнен по известным формулам $\tilde{\mu}_{p,n} \rightarrow \tilde{\mu}_{p,n} [1 + (\mu_{p,n} E / v_{ps,ns})^{\beta_{p,n}}]^{-1/\beta_{p,n}}$. Температурные зависимости насыщенных скоростей дрейфа $v_{ps}(T)$, $v_{ns}(T)$ и показателей $\beta_{p,n}(T)$ взяты из экспериментальной работы [17]. Теплоемкость $c_{Si} = 1.63 \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ и теплопроводность $\kappa_{Si} = (3 \cdot 10^{-2} + 1.6 \cdot 10^{-2} T + 1.7 \cdot 10^{-6} T^2)^{-1} \text{ Вт} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Наконец, для коэффициентов рекомбинации Оже в формулах (2) и (14) использовано, если не оговорено другое, приближение из [18]: $C_{p,n} = [A_1 + A_2(T/300) + A_3(T/300)^2][1 + A_4 \times \exp(-p/N_0)] \text{ см}^6/\text{с}$; для электронов $A_1 = 6.7 \cdot 10^{-32}$, $A_2 = 2.5 \cdot 10^{-31}$, $A_3 = -2.2 \cdot 10^{-32}$, $A_4 = 3.5$, а для дырок $A_1 = 7.2 \cdot 10^{-32}$, $A_2 = 4.5 \cdot 10^{-33}$, $A_3 = 2.6 \cdot 10^{-32}$, $A_4 = 8.3$. Для обоих типов носителей $N_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Введенные здесь температурные зависимости экстраполируются на область $T \rightarrow 700\text{--}900 \text{ К}$. Преднамеренные отклонения от опорного набора отмечаются в тексте.

Для конструкции диода и охладителя заданы следующие входные параметры. Толщина базы $w = 550 \text{ мкм}$; толщина анодного и катодного эмиттера $l_A = L_K = 5 \text{ мкм}$ и концентрации их легирования $N_A = N_K = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 1, нижняя вставка). Времена жизни носителей в нелегированном материале $\tau_{n0} = 16 \text{ мкс}$, $\tau_{p0} = 8 \text{ мкс}$, $\tau_h = 24 \text{ мкс}$. Для учета снижения времени жизни неосновных носителей в эмиттерах в (14) принято $N_\tau = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а также $r_\tau = 0.3$ для электронов и $r_\tau = 0.8$ для дырок [16]. Толщины вольфрамовой и молибденовой пластин заданы равными $w_W = w_{Mo} = 3 \text{ мм}$. Тепловые характеристики W и Mo задавались по таблицам из справочника [19]. Толщина прижимного контакта принята равной 50 мкм , а его теплопроводность — в 10 раз меньшей по сравнению с Mo. Температура внешних границ охладителей, как и начальная температура всей системы, принята равной $T_0 = 300 \text{ К}$.

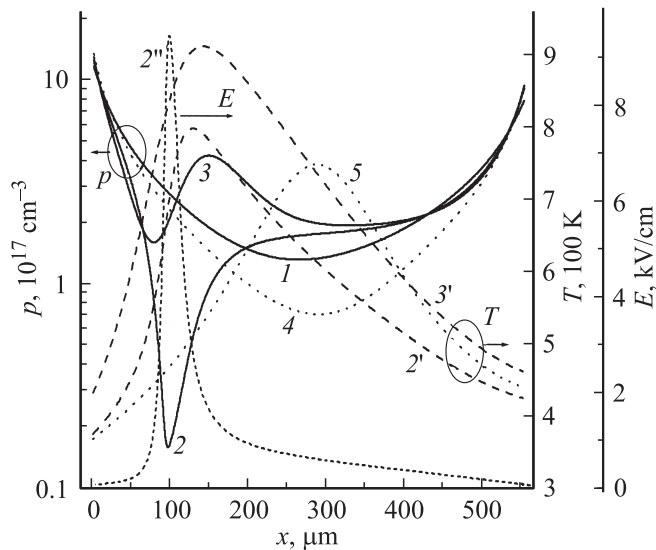


Рис. 2. Пространственные распределения концентраций (1, 2, 3), температуры (2', 3') и поля (2'') для опорного варианта входных данных в моменты времени t , мкс: 1 — 40, (2, 2', 2'') — 255 (реализация абсолютного минимума концентрации), (3, 3') — 300. (4, 5) — профили $p(x)$ (4) и $T(x)$ (5) в момент реализации абсолютного минимума концентрации $t = 268$ мкс для варианта с $\alpha_n = \alpha_p = -2.3$.

На рис. 1–3 приводятся результаты расчета характеристик переходного процесса саморазогрева диода при заданной форме импульса тока плотностью $J(t) = J_m[1 - \exp(-t/t_0)]$ с амплитудой $J_m = 5.5$ кА/см² и временем нарастания $t_0 = 10$ мкс. На рис. 1 показаны переходные характеристики напряжения. Опорному варианту расчета соответствует кривая 1. Другие кривые соответствуют другим вариантам данных, что будет обсуждено далее. Расчетные распределения $p(x, t)$ и $T(x, t)$ для опорного набора данных показаны на рис. 2. Сопоставляя различные моменты времени на рис. 1 с мгновенными распределениями на рис. 2, можно выделить несколько стадий. На ранней, почти изотермической начальной стадии к моменту времени $t \approx 40$ мкс формируется типичный для двойной инжекции чашеобразный профиль $p(x)$ с минимумом $p_{\min} \approx 1.3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ в середине базы (кривая 1). Температура при этом остается практически равной T_0 . Вскоре, однако, наступает стадия предварительного разогрева, характеризующаяся сравнительно медленным подъемом температуры в базе, которая при достижении температур 500–550 К в промежутке времени от 200 до 220 мкс переходит в стадию ускоренного разогрева. В конце предыдущей стадии минимум концентрации начинает плавно смещаться в сторону анодного эмиттера и становится глубже. Однако на стадии ускоренного разогрева концентрация в минимуме к моменту времени 255 мкс быстро снижается и достигает абсолютного минимального значения $1.5 \cdot 10^{16}$ см⁻³ в точке $x = 99$ мкм (кривая 2). Заметим, что на начальной стадии концентрация плазмы

в этой точке равнялась $\sim 2.5 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Координатное размытие концентрационного профиля в этом месте и в данный момент, оцениваемое приблизительно по уровню $1 \cdot 10^{17}$ см⁻³, составляет 60–70 мкм.

Наблюдаемое динамическое обеднение предварительно накопленной концентрации в локализованном слое сопровождается локализованным увеличением электрического поля (до ~ 9 кВ/см в своем максимуме). Результатом ускоренного разогрева в слое динамического обеднения является формирование крутого левого склона на координатном профиле $T(x)$ с градиентом, достигающим к моменту 255 мкс величины $\sim 10^5$ К/см. Что касается пологих правых склонов профиля $T(x)$, то здесь уже для $t > 150$ мкс имеет место стабильный прирост концентраций.

Дальнейшее продвижение фронта обеднения замедляется по мере увеличения градиента концентраций перед фронтом. Затем, когда температура поднимается до 700–800 К и выше, к описанным эффектам подключается термическая генерация плазмы, и тенденция вскоре меняется в пользу накопления концентраций (кривая 3 на рис. 2). Из сравнения рис. 1 и рис. 2 видно, что формирование абсолютного минимума профиля $p(t)$ хорошо скоординировано с появлением выраженного пика на переходной характеристике внешнего напряжения $U(t)$. Здесь следует заметить, что последующий переход к спаду и формирование прогиба кривой $U(t)$ вниз ассоциируются с началом интенсивной термической генерации плазмы в большей части базы и могут рассматриваться как предвестник тепловой аварии (что по сути и наблюдалось при испытаниях мощных переключателей тиристорного типа [8]) в условиях перегрузки, соответствующих нашим расчетам.

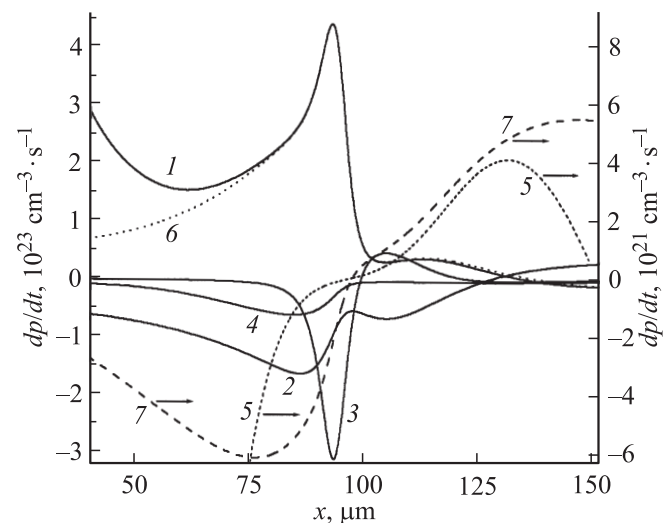


Рис. 3. Пространственные распределения парциальных вкладов различных источников накопления и рассасывания плазмы (пояснения в тексте) в суммарную скорость накопления локальной концентрации плазмы в момент реализации абсолютного минимума концентрации $t = 255$ мкс.

Термоградиентный b -дрейф [3,4], несомненно, участвует в этом необычном поведении концентрационного профиля на стадии ускоренного разогрева. Если в расчетах положить равными показатели температурных зависимостей подвижностей электронов и дырок $\alpha_n = \alpha_p = -2.3$, то динамическое обеднение канала тоже имеет место, но проявляется крайне слабо (кривая 4 для профиля $p(x)$ в момент $t = 268$ мкс). Теперь положение минимума $p(x)$ находится в плоскости максимума температурного профиля $T(x)$ (кривая 5), а сам факт его существования связан, очевидно, с температурным ускорением рекомбинации Оже в окрестностях эмиттеров и снижением эффективной диффузионной длины при одновременном ограничении краевых концентраций.

С целью выяснения возможности и степени участия других эффектов в механизме динамического обеднения мы рассчитали и представили на рис. 3 эффективность всех источников накопления концентраций в уравнении (5) — дивергенции диффузионной, ∇J_{DT} (кривая 1), дрейфовой, ∇J_{dr} (кривые 2, 3) и термодиффузионной (кривая 4) парциальных компонент $J_p(t)$. При этом в дивергенции дрейфовой компоненты дырочного тока выделены термодрейфовая, $\nabla J_{dr}^T = J\{d[(b+1)^{-1}]/dT\}dT/dx$ (кривая 2), и „электродрейфовая“, $\nabla J_{dr}^E = J\{d[(b+1)^{-1}]/dE\}dE/dx$ (кривая 3), части. Кривая 5 представляет суммарный генерационный член G_Σ , а кривая 6 относится к сумме дивергенции диффузионной компоненты и генерационного члена G_Σ . Кривая 7 соответствует суммарному действию всех источников накопления, т.е. это просто координатная зависимость локальной скорости накопления концентраций в левой части уравнения (5). Заметим, что эта скорость в несколько десятков раз ниже образующих ее антагонистических компонент. Видим, что эта скорость знакопеременна по координате — отрицательна левее некоторой точки, которая находится слегка справа от амплитудного максимума „электродрейфовой“ составляющей и слева от координаты абсолютного минимума $p(x)$ (см. рис. 2) при $x \approx 97$ мкм, и положительна правее этой точки в момент реализации абсолютного максимума, так что еще имеет место движение фронта обеднения влево, которое обеспечивается преобладанием отрицательных вкладов от ∇J_{dr} и ∇J_{DT} над растущим во времени положительным вкладом диффузионной составляющей ∇J_D . При этом влияние электродрейфовой части, равно как и диффузионные вклады ∇J_D , сосредоточено в узком слое ~ 10 мкм с крутым градиентом $\nabla p < 0$, тогда как влияние термодрейфовой части распределено на более широком интервале с $\nabla T > 0$. Таким образом, насыщение скоростей дрейфа в сильных полях весьма существенно для кремния в рассматриваемых условиях. Что касается вкладов термодиффузии, то они, оставаясь существенными в этом эффекте, оказываются почти в 3 раза меньшими, чем вклады термодрейфа.

Вернемся к обсуждению вкладов различных факторов на переходную характеристику напряжения

(рис. 1). Так, кривая 2 соответствует расчету, когда использовалась другая формула рекомбинации Оже: $C_n = 6 \cdot 10^{-31}(T/300)^{0.6} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$, $C_p = 3 \cdot 10^{-31} \times (T/300)^{0.6} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$. При построении кривой 3 было искусственно отключено влияние ЭДР ($G_0 \rightarrow \infty$). Сильное влияние этих факторов обусловлено их распределенностью по объему. При исключении из расчета термодиффузии в уравнении (5) (кривая 4) и уравнивании температурных показателей $\alpha_n = \alpha_p = -2.3$ (кривая 5) изменения характеристики $U(t)$ менее значительны, что связано с локализованными проявлениями этих факторов. Дополнительные проверки влияния ЭДР в эмиттерах показывают, что оно весьма невелико, но по своему знаку несколько повышает инжекцию (эффекты перегрева проявляются позже (ср. с [20])). Весьма несущественным для формы $U(t)$ оказывается также и рекомбинационный нагрев базы.

4. Заключение

В работе предложен достаточно наглядный, но структурно-полный вариант модели неизотермической инжекции в полупроводниковых диодах с набором варьируемых входных параметров, сравнимым по числу с используемым при полномасштабном имитационном моделировании [18]. Выполненный на его основе численный анализ кооперативных эффектов указывает на важность влияния ЭДР на протекание стадии предварительного разогрева, тепловой генерации Шокли–Рида и Оже на характер завершающей стадии теплового пробоя, а также на согласованное участие температурно-градиентных эффектов в динамическом концентрационном обеднении инжекционного канала на промежуточной стадии. Установлено, что механизм этого явления обусловлен совместным действием термодрейфа, термодиффузии и электрополевого снижения подвижности электронов, направленного против диффузионного сглаживания профиля инжектируемой плазмы в условиях рекомбинационного ограничения общего уровня инжекции при участии утечек Флетчера в эмиттеры.

В заключение авторы благодарят И.В. Грехова за интерес к работе и А.С. Кюрегяна за плодотворные дискуссии.

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

Приложение

В классическом, так называемом термодинамическом подходе [21] величины J_n, J_p , а также полный поток тепловой энергии Q_T определяются как

$$J_n = \mu_n n (-\nabla \phi_n - P_n), \quad J_p = \mu_p p (\nabla \phi_p - P_p), \quad (\text{П.1})$$

$$Q_T = (P_n T + \phi_n) J_n + \left(P_p T + \frac{E_g}{q} + \phi_p \right) J_p. \quad (\text{П.2})$$

Здесь $\phi_{n,p}$ — квазипотенциалы Ферми, а $P_{n,p}$ — удельные термоэлектродвижущие силы:

$$\phi_n = \psi + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_C}{n}\right), \quad \phi_p = \psi + \frac{E_g}{q} - \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_V}{p}\right), \quad (\text{П.3})$$

$$P_n = -k[5/2 - r + \ln(N_C/n)],$$

$$P_p = +k[5/2 - r + \ln(N_V/p)], \quad (\text{П.4})$$

где r — показатель степенной зависимости времени релаксации от энергии. Полагая $n = p$ и выделяя из выражения

$$J = J_n + J_p = qp(\mu_n + \mu_p)E + q(D_n - D_p)\nabla p + qp(\mu_n \mathcal{P}_n^T - \mu_p \mathcal{P}_p^T)\nabla T \quad (\text{П.5})$$

величину $E = -\nabla\phi$, а затем исключая ее из выражения для дырочного тока, в итоге получим для J_p и для Q_T следующие формулы:

$$J_p = \frac{1}{b+1} J - qD_h\nabla p - qp\mu_h \mathcal{P}_h^T \nabla T, \quad (\text{П.6})$$

$$Q_T = -\kappa\nabla T + \phi J - \frac{k}{q} \left(\frac{5}{2} - r\right) JT - \frac{1}{q} \left[2k \left(\frac{5}{2} - r\right) T + E_g \right] J_p. \quad (\text{П.7})$$

Здесь $\mu_h = 2b\mu_p/(b+1)$, $D_h = 2bD_p/(b+1)$, $\mathcal{P}_{n,p}^T = (2.5 - r)k/q$, $\mathcal{P}_h^T = 2b\mathcal{P}_p^T/(b+1)^2$

С целью объединения механизмов термоэлектрических эффектов и ЭДР удобно с самого начала использовать термодиффузионное представление [10,11]. При этом, расширяя методику работы [14] на неизотермическую ситуацию, запишем

$$J_n = q\tilde{\mu}_n n E + q \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{D}_n n), \quad J_p = q\tilde{\mu}_p p E - q \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{D}_p p). \quad (\text{П.8})$$

В наших обозначениях

$$\tilde{\mu}_{p,n} = \frac{\mu_{p,n}}{1 + (b+1)\xi}, \quad \tilde{D}_p = \frac{D_p(1 + 2b\xi)}{1 + (b+1)\xi},$$

$$\tilde{D}_n = \frac{D_n(1 + 2\xi)}{1 + (b+1)\xi}, \quad (\text{П.9})$$

где $\mu_{p,n}(T)$ и $D_{p,n}(T)$ — соответствующие коэффициенты без учета ЭДР, $\xi = \mu_p/\mu_{pn}$ — параметр, учитывающий „электронно-дырочную“ подвижность,

$$\mu_{pn} = \frac{G_{pn}(T)p_0}{p}, \quad (\text{П.10})$$

G_{pn} и p_0 — эмпирические параметры, введенные в [14].

² При выводе (П.7) использовано условие $\nabla E_g \ll qE$.

При высоком уровне инжекции ($p = n$) суммарная плотность тока равна

$$J = q(\tilde{\mu}_n + \tilde{\mu}_p)pE + q \frac{\partial}{\partial x} [(\tilde{D}_n - \tilde{D}_p)p]. \quad (\text{П.11})$$

Как и раньше, исключая из выражений (П.8) и (П.11) величину E , получаем выражение для плотности дырочного тока в амбиполярной форме:

$$J_p = \frac{1}{b+1} J - qD_h\nabla p - qp\mathcal{D}_h^T \nabla T. \quad (\text{П.12})$$

В правой части (П.12) последовательно выделены вклады амбиполярного дрейфа, амбиполярной диффузии и амбиполярной термической диффузии с $\mathcal{D}_h^T = 2b\mathcal{D}_p^T/(b+1)$, где $\mathcal{D}_p^T = dD_p/dT$ — коэффициент термодиффузии для дырок [10]. Заметим, что „электронно-дырочные“ поправки не входят в определение (П.12) и, таким образом, это выражение является полностью эквивалентным определению (П.6), если там положить $r = 1$. Тем не менее соответствующие поправки оказываются существенными при вычислении из (П.11) величины поля и напряжения (см. выражения (16) и (17)).

Список литературы

- [1] А.В. Горбатюк, И.Е. Панайотти. Письма ЖТФ, **32**, 37 (2006).
- [2] А.В. Горбатюк, К.В. Игумнов. Письма ЖТФ, **34**, 58 (2008).
- [3] В.Н. Добровольский, С.П. Павлюк, А.В. Романов. ФТП, **15**(2), 411 (1981).
- [4] В.Н. Добровольский, С.П. Павлюк. ФТП, **15**, 120 (1981).
- [5] I.V. Grekhov. Proc. 11th IEEE Int. Pulsed Power Conf., ed. by G. Cooperstein, I. Vitkovsky (Baltimore, Maryland, 1997), v. 1, p. 425.
- [6] M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, T.T. Mnatsakanov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. Int. J. High Speed Electron. Syst., **15**(4), 931 (2005).
- [7] И.В. Грехов, А.К. Козлов, С.В. Коротков и др. ПТЭ, № 1, 53 (2003).
- [8] M.E. Savage. IEEE Trans. Plasma Sci., **28**(5), 1451 (2000); S. Schneider, T.F. Podlesak. IEEE Trans. Plasma Sci., **28**(5), 1520 (2000).
- [9] B.R. Geil, S.B. Bayne, D. Ibitauo, M.G. Koebke. IEEE Trans. Plasma Sci., **33**(4), 1226 (2005).
- [10] В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, А.Г. Миронов. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках (М., Наука, 1972). [Англ. пер.: V.L. Bonch-Bruевич, I.P. Zvyagin, A.G. Mironov. Domain Electrical Instability in Semiconductors (N.Y., Consultant Bureau, 1975)].
- [11] R. Stratton. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-19**, 1288 (1972).
- [12] N.H. Fletcher. Proc. IRE, **45**, 863 (1957).
- [13] В.П. Григоренко, П.Г. Дерменжи, В.А. Кузьмин, Т.Т. Мнацаканов. Моделирование и автоматизация проектирования силовых полупроводниковых приборов (М., Энергоатомиздат, 1988).
- [14] Т.Т. Мнацаканов, И.Л. Rostovtsev, N.I. Filatov. Solid-State Electron., **30**, 579 (1987).

- [15] Т.Т. Мнацаканов, М.Е. Левинштейн, Л.И. Поморцева, С.Н. Юрков. ФТП, **38**, 56 (2004).
- [16] Y.C. Gersternmaier. *Proc. 6th Int. Symp. Power Semicond. Dev., ISPSD'94*, ed. by W. Fichtner, A. Jaecklin (Davos, Switzerland, 1994) p. 271.
- [17] C. Canali, G. Majni, M. Minder, G. Ottaviani. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-22**, 1045 (1975).
- [18] ISE *Integrated Systems Engineering AG. DESSIS Ref. Manual*. <http://www.stanford.edu/class/ee328/Dessis/dessis.pdf>
- [19] А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др. *Физические величины*. Справочник, под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (М., Энергоатомиздат, 1991).
- [20] Т.Т. Mnatsakanov, М.Е. Levinshtein, A.G. Tandoev, S.N. Yurkov, J.W. Palmour. J. Appl. Phys., **97**, 103 715 (2005).
- [21] G.K. Wachutka. IEEE Trans. Computer-Aided Design, **9**, 1141 (1990).

Редактор Л.В. Шаронова

Cooperative effects at pulse selfheating 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 A variant is proposed for analytical model of distributed injection and heat processes, which are realized in a semiconductor $p-i-n$ diode under selfheating conditions. Transient voltage characteristics are calculated revealing stages of preliminary and accelerated heating, and thermal breakdown as well. Evolution behavior has been investigated for the concentration and temperature distributions in the base at these stages and an uncommon phenomenon has been illustrated — a transitory concentration depletion of the injection channel at stages preceding thermogeneration increase of the concentrations and entering into breakdown. It is shown that the mechanism of this phenomenon consists in a cooperative interaction of the effects of temperature-gradient drift, plasma thermodiffusion and carrier mobilities reduction with the electric field raise.