

Оптимальное легирование диодных прерывателей тока

© А.С. Кюрегян

Всероссийский электротехнический институт им. В.И. Ленина,
111250 Москва, Россия

E-mail: ask@vei.ru

(Получена 13 февраля 2017 г. Принята к печати 7 марта 2017 г.)

Получено аналитическое решение задачи об уменьшении потерь энергии Ω в диодных прерывателях тока на этапе восстановления блокирующей способности за счет оптимизации распределения легирующих примесей $N(x)$ по толщине структуры. Найдено распределение $N(x)$, близкое к оптимальному, позволяющее уменьшить Ω на 30–55% по сравнению с прерывателями стандартной конструкции с однородно легированными высокоомными слоями.

DOI: 10.21883/FTP.2018.03.45622.8550

1. Введение

Самыми эффективными диодными прерывателями тока являются так называемые дрейфовые диоды с резким восстановлением [1–4]. Аналитическая теория, позволяющая описать работу простейшего прерывателя на основе $n^+ - p - p^+$ -структуры с однородно легированной высокоомной p -базой¹, была построена в работе автора [5]. Один из результатов этой работы состоит в том, что при прочих равных условиях улучшение электрических характеристик генераторов возможно только за счет увеличения энергии Ω , рассеиваемой прерывателем на этапе восстановления блокирующей способности, и соответствующего снижения коэффициента полезного действия (см. рис. 5 в [5]). Эта энергия рассеивается главным образом омическим сопротивлением $r(l)$ той части p -базы $l < x < w$, которая свободна от неравновесной плазмы и расширяется со временем вплоть до начала резкого обрыва тока (см. рис. 1). В работе [5] при расчете Ω использовалось простое феноменологическое соотношение между $r(l)$ и извлеченным из базы зарядом неравновесных дырок $Q(l)$, полученное путем анализа результатов численного моделирования работы прерывателя в типичных режимах для случая однородно легированной p -базы. Разумеется, такой подход не позволяет ответить на вопрос о том, можно ли уменьшить энергию Ω путем модификации профиля легирования базы. В настоящей работе мы решим эту задачу, используя физически более содержательную модель процесса восстановления блокирующей способности высоковольтных диодов [7], описанную в разд. 2. Там же сформулирована вариационная задача оптимизации профиля легирования $N(x)$ высокоомной $n^+ - p - p^+$ -структуры. В разд. 3 проведена оптимизация параметров однородно легированной базы. В разд. 4 изучены основные свойства оптимального профиля $\tilde{N}(x)$, а в разд. 5 получено приближенное решение $N_1(x)$, близкое к оптимальному. Наконец, в Заключении изложены основные результаты работы.

¹ Такой тип прерывателя предпочтителен, если отношение подвижностей электронов и дырок достаточно велико, как, например, в 4H-SiC [6]

2. Модель процесса восстановления и формулировка вариационной задачи

Рассмотрим $n^+ - p - p^+$ -структуру, p -база которой имеет толщину w и неоднородно легирована акцепторами с концентрацией $N(x)$. После окончания прямой накачки база заполнена квазинейтральной плазмой с концентрацией дырок $p_0(x) \gg N(x)$. Протекание тока обратной полярности с плотностью $j(t)$ приводит к восстановлению $p - p^+$ -перехода в момент времени $t = 0$ и образованию фронта, движущегося в сторону $n^+ - p$ -перехода. Фронт разделяет базу на две квазинейтральные области, в одной из которых ($0 < x < l$) концентрация дырок $p(x) \approx p_0(x)$ и практически не изменяется со временем [8,9], а в другой ($l < x < w$) неравновесная плазма отсутствует и $p(x) = N(x)$ (см. рис. 1). Если толщина фронта $\Delta l \sim qp_0(l)D_h/j$ (D_h — коэффициент диффузии дырок, q — элементарный заряд) много меньше w , то скорость фронта равна [7]

$$v_f \equiv -\frac{dl(t)}{dt} = \frac{\mu j(t)}{q\mu_h p[l(t)]}, \quad (1)$$

где $\mu = \mu_e \mu_h / (\mu_e + \mu_h)$, $\mu_{e,h}$ — низкополевые подвижности электронов и дырок. Эта стадия завершается в момент времени $t = T$, когда база полностью освобождается от неравновесной плазмы², т. е. $l(T) = 0$ и

$$w = \frac{\mu}{q\mu_h} \int_0^T \frac{j(t)}{\rho_0[l(t)]} dt. \quad (2)$$

В силу неравенства $p_0(x) \gg N(x)$ основная мощность рассеивается в области $l < x < d$, где она равна

$$\frac{j^2}{q\mu_h} \int_l^w \frac{dx}{N(x) - j/qv_{sh}},$$

² Заметим, что $n^+ - p$ -переход не успевает восстановиться до $t = T$ при больших отношениях μ_e/μ_h [6].

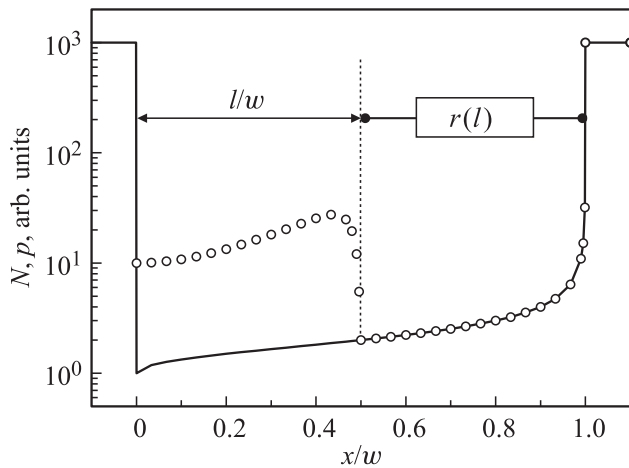


Рис. 1. Схематические распределения легирующих примесей $N(x)$ (сплошная линия) и дырок $p(x)$ в $n^+ - p - p^+$ -структуре во время фазы высокой обратной проводимости (символы).

если ток смещения пренебрежимо мал, а дрейфовая скорость дырок зависит от напряженности поля E по закону $v_h(E) = v_{sh}E/(E + E_{sh})$, $v_{sh} = \mu_h E_{sh}$ — насыщенная скорость дырок. При правильном согласовании параметров импульсов прямого и обратного токов с параметрами диода обратный ток достигает максимума j_M при $t = T$. Нетрудно показать, что в этом случае за время T в p -слое рассеивается энергия

$$\Omega = Q_0 \frac{v_{sh}}{\mu} \int_0^w \left[\int_0^x \frac{f_j(l)f_p(l)dl}{qv_{sh}N(x)/j_M - f_j(l)} \right] \frac{dx}{w}, \quad (3)$$

где $f_p(x) = p_0(x)/\bar{p}_0$, \bar{p}_0 и $Q_0 = q\bar{p}_0w$ — средняя концентрация и заряд дырок в базе при $t = 0$. Функцию $f_j[l(t)] = j(t)/j_M$ и время T легко найти для любых зависимостей $j(t)$, $f_p(l)$ из уравнений (1), (2).

Нам надо найти распределение примесей $N(x) = \tilde{N}(x)$, обеспечивающее минимум $\tilde{\Omega}$ функционала (3) при заданных значениях накопленного заряда Q_0 , обрываемого тока j_M и максимального падения напряжения

$$U_M = \int_0^w E(x)dx \quad (4)$$

на области пространственного заряда (ОПЗ), возникающей во время обрыва тока через диод и заполняющей всю базу при $U = U_M$. Разумеется, напряженность поля $E(x)$ должна быть положительной во всей ОПЗ и связанной с $N(x)$ уравнением Пуассона:

$$E'(x) = \frac{dE}{dx} = -\frac{q}{\epsilon} N(x), \quad (5)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Кроме того, U_M не должно превышать напряжение U_b

пробоя диода³, поэтому должно еще выполняться дополнительное неравенство

$$\int_0^w \alpha[E(x)]dx \leq 1, \quad (6)$$

где $\alpha(E)$ — эффективный коэффициент ударной ионизации. В настоящей работе изучен только практически наиболее важный случай, когда $U_M = U_b$ и (6) является равенством, которое, в частности, определяет величину максимальной напряженности поля $E(0) = E_b$ при пробое. Далее мы будем пренебрегать слабой зависимостью E_b от профиля легирования, учет которой сильно усложняет вычисления, но приводит лишь к незначительным количественным изменениям результатов.

Результат оптимизации профиля легирования зависит от начального распределения плазмы $p_0(x)$ и формы импульса обратного тока. Конкретные расчеты мы будем проводить, полагая для определенности, что

$$f_p(l) = a \frac{\text{ch}(al/w)}{\text{sh}(a)} \quad (7)$$

и $j = j_M$ или $j = j_M \sin(\pi t/2T)$. В первом случае $f_j = 1$, а во втором

$$f_j(l) = \sqrt{1 - \left[\int_0^l f_p(x) \frac{dx}{w} \right]^2} = \sqrt{1 - \left[\frac{\text{sh}(al/w)}{\text{sh}(a)} \right]^2}, \quad (8)$$

где a — параметр, который зависит от длительности импульса прямой накачки прерывателя и характеризует степень неоднородности начального распределения плазмы.

3. Однородно легированная база

Если концентрация акцепторов N не зависит от x , то интегрирование (3) по частям приводит к формуле

$$\Omega = \Omega_0 = Q_0 \frac{v_{sh}}{\mu} \int_0^w \frac{f_j(x)f_p(x)(1-x/w)}{(2\omega - 1)/i_M\omega^2 - f_j(x)} dx, \quad (9)$$

где использованы обозначения $\omega = w/w_0$, $i_M = j_M/qv_{sh}N_0$, $w_0 \equiv 2U_b/E_b$, $N_0 \equiv \epsilon E_b^2/2qU_b$ и соотношение $qNw^2 = 2\epsilon(E_bw - U_b)$, верное при $\omega \leq 1$.

В простейшем случае постоянного обратного тока $f_j = 1$ и подстановка (7) в (9) приводит после интегрирования к формуле

$$\Omega = \Delta \frac{\omega}{(2\omega - 1)/i_M\omega^2 - 1} \frac{2}{a} \text{th} \frac{a}{2}, \quad (10)$$

где $\Delta = Q_0v_{sh}U_b/\mu E_b$. Обычно считают [2–5], что $w = w_0$. В этом случае

$$\Omega = \Omega_{00} = \Delta \frac{i_M}{1 - i_M} \frac{2}{a} \text{th} \frac{a}{2}. \quad (11)$$

³ В противном случае энергия, рассеиваемая диодом во время обрыва тока, резко возрастает и может превысить Ω .

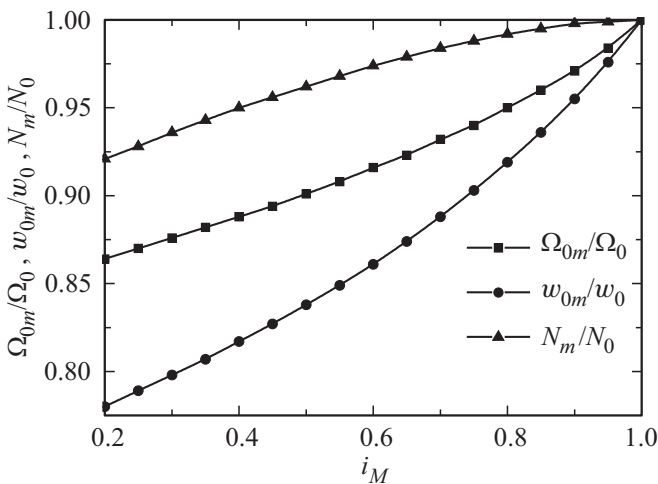


Рис. 2. Зависимости отношений Ω_{0m}/Ω_0 (квадраты), w_{0m}/w_0 (кружки) и N_m/N_0 от безразмерной плотности тока i_M . Линии — $j = j_M \sin(\pi t/2T)$, символы — $j = j_M$.

Однако, как нетрудно убедиться, правая часть формулы (10) оказывается минимальной и равной

$$\Omega_{0m} = \Delta \frac{i_M \omega_0^2}{1 - i_M \omega_0} \frac{3}{a} \operatorname{th} \frac{a}{2} \quad (12)$$

при оптимальных значениях $w_{0m} = w_0 \omega_0$ и $N_m = N_0 \eta_0$, где

$$\omega_0 = 2i_M^{-1} \left(1 - \sqrt{1 - 3i_M/4} \right) \quad \text{и} \quad \eta_0 = \omega_0^{-2} (2\omega_0 - 1). \quad (13)$$

Для функции $f_j(l)$, определяемой формулой (8), оптимальны значения безразмерной толщины базы $\bar{\omega}_0$, концентрации и соответствующую минимальную энергию $\bar{\Omega} = \Omega(\bar{\omega}_0)$, а также энергию Ω_0 , рассеиваемую диодом с $w = w_0$ и $N = N_0$, легко найти численными методами. Результаты расчетов, приведенные на рис. 2, показывают, что оптимизация величин $N = \text{const}$ и w приводит к снижению энергии потерь на стадии восстановления блокирующей способности, которое не зависит от a . Однако выигрыш не превосходит 16% при $j_M \ll 1$ и исчезает при $j_M \rightarrow 1$ (см. рис. 2). Кроме того оказалось, что при всех актуальных значениях параметра a выполняются неравенства

$$0 < \omega_0/\bar{\omega}_0 - 1 < 0.012 \quad \text{и} \quad 0 < \Omega(\omega_0)/\bar{\Omega} - 1 < 0.001.$$

Отсюда следует важный для дальнейшего вывод: при $N = \text{const}$ минимизация функционала $\Omega[N(x)]$ после замены в знаменателе (9) функции $f_j(l)$ на единицу приводит к результату, который практически не отличается от точного.

4. Свойства точного решения вариационной задачи

Используя уравнение Пуассона (5), формулу (3) можно переписать в виде

$$\Omega = -Q_0 \frac{j_M}{\varepsilon \mu} \int_0^w \left[\int_0^x \frac{f_j(l) f_p(l) dl}{E'(x) + E'_s f_j(l)} \right] \frac{dx}{w}, \quad (14)$$

где $E'_s = j_M/\varepsilon v_{sh}$. Определение функции $E(x)$, которая обеспечивает минимум $\bar{\Omega}$ функционала (14) при дополнительных условиях (4) и (6), является классической изопериметрической задачей вариационного исчисления [10]. Ее решение должно удовлетворять уравнению Эйлера

$$\frac{d}{dx} \frac{\partial F}{\partial E'} = \frac{\partial F}{\partial E} \quad (15)$$

для функции

$$F(x, w, E, E') = -\frac{1}{w} \int_0^x \frac{f_j(l) f_p(l) dl}{E'(x) + E'_s f_j(l)} - C_1 E + C_2 \alpha(E), \quad (16)$$

где $C_{1,2}$ — неопределенные множители Лагранжа. Подстановка (16) в (15) приводит к уравнению

$$\frac{d}{dx} \frac{\partial F}{\partial E'} = -C_1 + C_2 \alpha'_E, \quad (17)$$

первый интеграл которого имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial E'} &= \frac{1}{w} \int_0^x \frac{f_j(l) f_p(l) dl}{[E'(x) + E'_s f_j(l)]^2} \\ &= -C_1 x + C_2 \int_0^x \alpha'_E dx + C, \end{aligned} \quad (18)$$

где $\alpha'_E = d\alpha(E)/dE$. Граничные значения напряженности поля $E_b = E(0)$, $E_w = E(w)$ и положение границы $x = w$ заранее не известны. Поэтому [10] при $x = 0$ следует принять „естественное“ граничное условие

$$\partial F / \partial E' |_{x=0} = 0, \quad (19)$$

которое выполняется автоматически, а при $x = w$ условия трансверсальности

$$\partial F / \partial E' |_{x=w} = 0, \quad (20)$$

$$F |_{x=w} + \int_0^w \frac{\partial F}{\partial w} dx = E'(w) \frac{\partial F}{\partial E'} |_{x=w}. \quad (21)$$

Из (18)–(20) следует, что $C = 0$, $1/E'(w) = 0$ и $C_1 w = C_2 \int_0^w \alpha'_E dx$. Используя эти равенства и теорему о среднем, интегро-дифференциальное уравнение (18) можно переписать в виде

$$E'(x) = -\frac{j_M}{\varepsilon v_{sh}} \left[f_j(\hat{x}) + \lambda \sqrt{\frac{\varphi(x)}{f_\alpha(x) - x/w}} \right], \quad (22)$$

где

$$\varphi(x) = w^{-1} \int_0^x f_j f_p dl, \quad \lambda = \frac{\varepsilon v_{sh}}{j_M} (C_1 w)^{-1/2},$$

$$f_\alpha(x) = \int_0^x \alpha'_E dx \left(\int_0^w \alpha'_E dx \right)^{-1},$$

а неизвестная координата \tilde{x} зависит от x и удовлетворяет неравенствам $0 \leq \tilde{x} \leq x$. Кроме того, из (18) и (22) следует, что

$$E' \frac{\partial F}{\partial E'} \Big|_{x \rightarrow w} \propto \sqrt{w-x} \Big|_{x \rightarrow w} \rightarrow 0,$$

поэтому граничное условие (21) принимает вид

$$\left(\frac{\lambda j_M}{\varepsilon v_{sh}} \right)^{-2} \left\{ \alpha[E(w)] \left[\int_0^w \alpha'_E dx \right]^{-1} - \frac{E(w)}{w} \right\} + w^{-2} \int_0^w \left[\int_0^x \frac{f_j(l) f_p(l) dl}{E'(x) + E'_s f_j(l)} \right] dx = 0. \quad (23)$$

Нетрудно убедиться в том, что левая часть этого равенства, пропорциональная $\partial \Omega / dw$, меньше нуля при любой реалистичной зависимости $\alpha(E)$ и монотонно падающей (см. (22)) функции $E(x) \geq 0$. Поэтому энергия Ω уменьшается с ростом w , но не достигает своего минимума, так как раньше нарушается условие $E(w) \geq 0$ и решение (22) теряет физический смысл. Таким образом, вместо (23) в нашем случае следует использовать граничное условие⁴

$$E(w) = 0. \quad (24)$$

Соотношение (22) содержит еще две неизвестные функции $f_j[\tilde{x}(x)]$, $f_\alpha(x)$. Однако оно позволяет выяснить основные свойства точного решения $E'(x) = q\tilde{N}(x)/\varepsilon$ интегрального уравнения (18), обеспечивающего минимум функционалов (3) и (14). Действительно, при $x \rightarrow 0$

$$f_j \approx 1 - \frac{1}{2} \left[f_p(0) \frac{x}{w} \right]^2, \quad \varphi \approx f_p(0) \frac{x}{w},$$

$$f_\alpha \approx \alpha'(E_b) x \left(\int_0^w \alpha'_E dx \right)^{-1},$$

поэтому

$$\tilde{N}(0) \approx N_0 i_M \left[1 + \lambda \sqrt{\frac{f_p(0)}{\alpha'(E_b) w \left(\int_0^w \alpha'_E dx \right)^{-1} - 1}} \right]. \quad (25)$$

⁴ Это граничное условие заранее совершенно неочевидно. Например, в случае $N = \text{const}$, рассмотренном в разд. 3, $E(w) > 0$ при оптимальных значениях w и N .

Вследствие очень резкой зависимости $\alpha(E)$ толщина слоя эффективного умножения много меньше w . За ее пределами существует область, где еще $f_j[\tilde{x}(x)] \approx 1$, но уже $f_\alpha(x) \approx 1$ и поэтому

$$\tilde{N}(x) \approx N_0 i_M \left[1 + \lambda \sqrt{\frac{\varphi(x)}{1 - x/w}} \right]. \quad (26)$$

При дальнейшем росте x функция $f_j(\tilde{x})$ становится заметно меньше 1, но одновременно с этим второе слагаемое в правой части (22) быстро возрастает и становится много больше $j_M f_j(\tilde{x}) / qv_{sh}$. Поэтому вблизи правой границы области $0 < x < w$ также можно использовать решение (26).

5. Приближенное решение вариационной задачи

Точное аналитическое решение интегрального уравнения (18), определяющего неизвестные функции $\tilde{x}(x)$ и $f_\alpha(x)$, невозможно. Однако далее будет показано, что даже использование профиля легирования $N_1(x)$, близкого к оптимальному $\tilde{N}(x)$, позволяет существенно уменьшить энергию Ω по сравнению с $\bar{\Omega}$. Для определения функции $N_1(x)$ мы используем два упрощения.

Во-первых, предположим, что минимизация функционала $\Omega[N(x)]$ после замены в знаменателе (9) функции $f_j(l)$ на единицу приводит к достаточно точным результатам, как и в случае с однородно легированной базой (см. конец разд. 3). Тогда из (22) получается

$$N_1(x) \approx N_0 i_M \left[1 + \lambda \sqrt{\frac{\varphi(x)}{f_\alpha(x) - x/w_1}} \right]. \quad (27)$$

Примеры профилей, рассчитанных по этой формуле, приведены на рис. 3. Интегрирование (5) с использо-

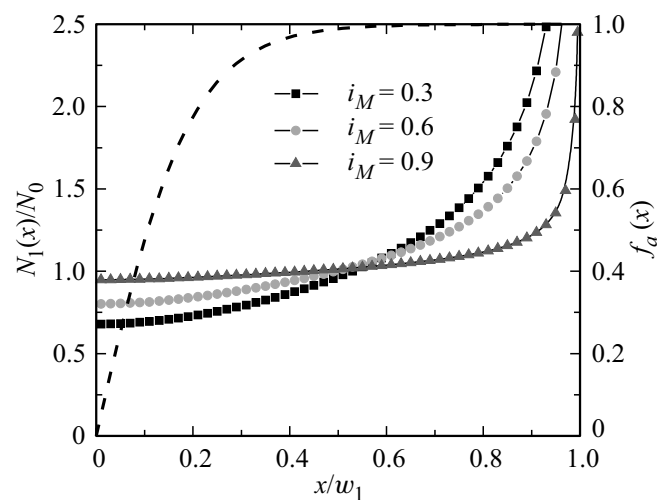


Рис. 3. „Оптимальные“ профили легирования базы (символы) при $a = 0$ и различных i_M . Штриховая линия — функция $f_\alpha(x)$, рассчитанная по формуле (29).

ванием (27) дает распределение напряженности поля в ОПЗ при $U = U_b$:

$$E(x) = E_b \left\{ 1 - i_M \omega_1 \left[\frac{x}{w_1} + \lambda_1 \int_0^x \sqrt{\frac{\varphi}{f_\alpha(x) - x/w_1 w_1}} dx \right] \right\}, \quad (28)$$

где $\omega_1 = w_1/w_0$. Во-вторых, учтем, что в тонком слое умножения, где $f_\alpha(x)$ заметно отличается от единицы, функция $N_1(x)$ почти постоянна и равна $N_1(0)$ (см. рис. 3). В этой области

$$f_\alpha[E(x)] \approx 1 - \alpha(E)/\alpha(E_b),$$

$$E(x) \approx E_b [1 - N_1(0)x/N_0 w_0].$$

Поэтому, используя обычную зависимость $\alpha(E) = \alpha_i \exp(-E_i/E)$, легко получить для $f_\alpha(x)$ аппроксимацию

$$f_\alpha(x) = 1 - \exp\left(\xi \frac{\eta_1 \omega_1 x / w_1}{\eta_1 \omega_1 x / w_1 - 1}\right) + \frac{x}{w_1} \exp\left(\xi \frac{\eta_1 \omega_1}{\eta_1 \omega_1 - 1}\right), \quad (29)$$

$$\eta_1 = \frac{N_1(0)}{N_0} = i_M \left[1 + \lambda_1 \sqrt{\frac{f_p(0)}{\xi \eta_1 \omega_1 - 1}} \right], \quad (30)$$

где $\xi = E_i/E_b$. Второе слагаемое в (29), много меньшее 1, введено для того, чтобы функция $f_\alpha(x)$ имела правильные значения 0 и 1 на обеих границах базы. Далее мы будем использовать типичное для высоковольтных диодов значение $\xi = 7.8$. Подстановка (28) в (4) и (24) позволяет найти формулы для ω_1 и λ_1 :

$$\omega_1 = \frac{1 - \sqrt{1 - i_M(1 - \chi^2)}}{i_M(1 - \chi)}, \quad \lambda_1 = \frac{1 - i_M \omega_1}{i_M \omega_1 I_e}, \quad (31)$$

$$\chi = \frac{I^0}{I^1} - 1, \quad I_\pm^v = \int_0^1 y^v \sqrt{\phi(y) [f_\alpha(w_1 y) - y]^{\pm 1}} dy, \quad (32)$$

где $y = x/w_1$, $\phi(x/w_1) = \phi(x)$. Интегралы I_\pm^v и, следовательно, нормированная толщина базы ω_1 зависят от одного заранее неизвестного параметра $\gamma = \eta_1 \omega_1$, который является решением уравнения (30), представленного в виде

$$\frac{\gamma - i_M \omega_1(\gamma)}{1 - i_M \omega_1(\gamma)} I_-^0(\gamma) = \sqrt{\frac{f_p(0)}{\xi \gamma - 1}}. \quad (33)$$

Таким образом, использованные нами два приближения позволили свести задачу оптимизации профиля легирования к простому численному решению уравнения (33), в котором функция $\omega_1(\gamma)$ определяется формулами (31), (32). Входящая в (32) функция равна

$$\phi(y) = \text{sh } a y / \text{sh } a \quad (34)$$

при $j(t) = j_M$ и

$$\phi(y) = \Phi\left(\frac{\text{sh } a y}{\text{sh } a}\right), \quad \Phi(z) = \frac{1}{2} \left(z \sqrt{1 - z^2} + \arcsin z \right) \quad (35)$$

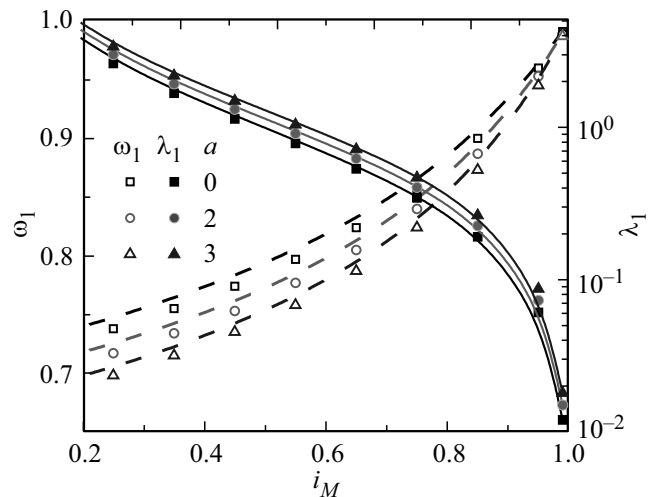


Рис. 4. Зависимости „оптимальных“ значений нормированной толщины базы ω_1 (светлые символы и штриховые линии) и параметра λ_1 (темные символы и сплошные линии) от нормированной плотности тока i_M при различных a . Линии — $j = j_M \sim (\pi t/2T)$, символы — $j = j_M$.

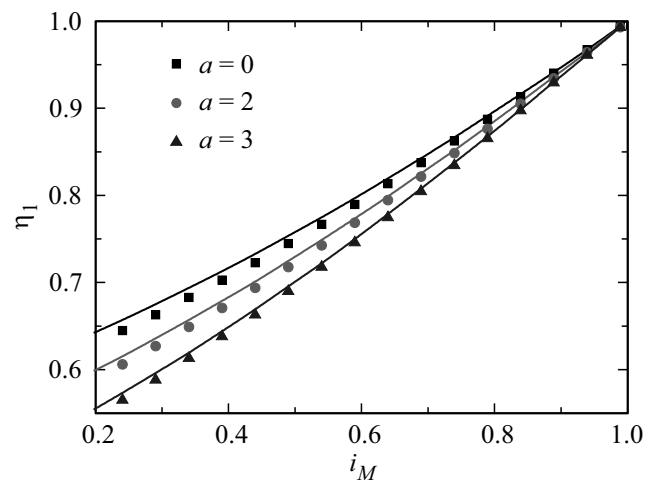


Рис. 5. Зависимости „оптимальных“ значений нормированной граничной концентрации $\eta_1 = N_1(0)/N_0$ от нормированной плотности тока i_M при различных a . Линии — $j = j_M \sin(\pi t/2T)$, символы — $j = j_M$.

при $j(t) = j_M \sin(\pi t/2T)$. Зависимости $\omega_1(i_M, a)$, $\lambda_1(i_M, a)$ и $\eta_1(i_M, a)$, рассчитанные для этих двух случаев, приведены на рис. 4, 5. Для энергии Ω , соответствующей профилю легирования (27), в первом случае получается формула

$$\Omega = \Omega_{10} = \Delta \frac{i_M \omega_1^2}{1 - i_M \omega_1} 2I_-^0 I_+^0. \quad (36)$$

Во втором случае энергию $\Omega = \Omega_1$ можно получить только путем численного интегрирования (3) с использованием формул (27), (31)–(33) и (35). Результаты расчетов $\Omega_{10}(i_M, a)$ и $\Omega_1(i_M, a)$ приведены на рис. 6.

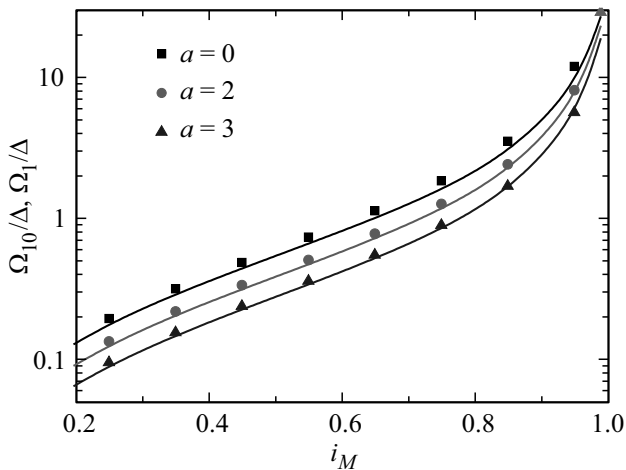


Рис. 6. Зависимости энергий Ω_1 (линии, $j = j_M \sin(\pi t/2T)$) и Ω_{10} (символы, $j = j_M$) от нормированной плотности тока i_M при различных a .

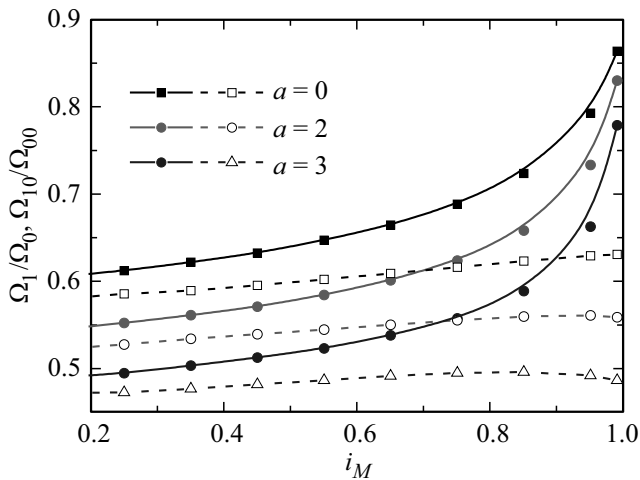


Рис. 7. Зависимости отношений энергий, рассеиваемых оптимизированным прерывателем (Ω_1 и Ω_{10}), к энергиям, рассеиваемым стандартным прерывателем (Ω_0 и Ω_{00}), от нормированной плотности тока i_M при различных a . Штриховые линии и светлые символы — $j = j_M$. Сплошные линии и темные символы — $j = j_M \sin(\pi t/2T)$.

6. Заключение

Изложенная выше теория и основанные на ней результаты численных расчетов позволяют сделать следующие выводы.

1) Во всех рассмотренных случаях оптимальные толщина базы w и концентрация примесей $N(x)$ стремятся к w_0 и N_0 соответственно при $j_M \rightarrow qv_{sh}N_0$ (см. рис. 2–5). Поэтому оптимизация профиля легирования имеет смысл только при плотностях тока, заметно меньших $qv_{sh}N_0$.

2) Именно такой режим работы прерывателя представляется целесообразным, поскольку энергия Ω , рассеиваемая им на этапе восстановления блокирующей

способности, быстро увеличивается с ростом обрываемой плотности тока j_M (см. рис. 6), хотя и не может стремиться к бесконечности при $j_M \rightarrow qv_{sh}N_0$, как это следует из формул (11), (12), (36). Причина этого „противоречия“ состоит в том, что наша теория не учитывает неизбежное нарушение нейтральности и быстрый рост тока смещения в области $x > l$ при $j_M \rightarrow qv_{sh}N_0$.

3) Результаты оптимизации распределения примесей в базе прерывателя очень слабо зависят от формы импульса обратного тока $j(t)$ (рис. 4–6). Изменения параметра ξ в разумных пределах (на $\pm 10\%$) также практически не влияет на результаты. Это лишнее указывает на то, что профиль легирования (27) очень близок к оптимальному.

4) Оптимизация толщины однородно легированной базы позволяет уменьшить энергию Ω , но лишь на 5–12% при актуальных плотностях обрываемого тока $j_M = (0.8–0.4)qv_{sh}N_0$ (см. рис. 2). В то же время данные, приведенные на рис. 7, показывают, что использование профиля легирования (27), близкого к оптимальному, обеспечивает выигрыш 30–55% при тех же значениях j_M .

5) Энергия Ω уменьшается с ростом параметра a , характеризующего степень неоднородности начального распределения плазмы $p_0(x)$. Причина этого состоит в том, что с ростом a уменьшается длительность заключительной части процесса восстановления, во время которой сопротивление $r(l)$ и, следовательно, рассеиваемая мощность велики.

В заключение отметим, что аналогичную, но более громоздкую процедуру можно использовать для оптимизации профиля легирования прерывателя на основе $n^+ - n - p - p^+$ -структур. Такие структуры необходимо использовать, если отношение μ_e/μ_h не очень велико (как, например, в Si). В обоих высокоомных слоях распределения доноров и акцепторов должны описываться формулой (27), а соотношение между их толщинами должно обеспечивать главное условие эффективной работы прерывателя [2,5,11] — одновременное достижение плоскости $n-p$ -перехода обоими фронтами плазменной области.

Автор благодарен А.В. Горбатуку за интерес к работе и полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-08-01292).

Список литературы

- [1] И.В. Грехов, В.М. Ефанов, А.Ф. Кардо-Сысоев, А.Ф. Шендерей. Письма ЖТФ, **9**, 435 (1983).
- [2] И.В. Грехов, В.М. Тучкевич. *Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами* (Л., Наука, 1988).
- [3] И.В. Грехов, Г.А. Месяц. УФН, **175**, 735 (2005).
- [4] A.F. Kardo-Sysoev. In: *Ultra-Wideband Radar Technology*, ed. by J.D. Taylor (Boca Raton—London—N.Y.—Washington, CRS Press, 2001) chap. 9.
- [5] А.С. Кюрегян. ЖТФ, **74**, 57 (2004).

- [6] И.В. Грехов, А.С. Кюрегян, Т.Т. Мнацаканов, С.Н. Юрков. ФТП, **37**, 1148 (2003).
- [7] H. Benda, E. Spenke. Proc. IEEE, **55**, 1331 (1967).
- [8] А.Ф. Кардо-Сысоев, М.В. Попова. ФТП, **25**, 3 (1991).
- [9] И.В. Грехов, А.С. Кюрегян. ЖТФ, **75**, 88 (2005).
- [10] Г. Корн, Т. Корн. *Справочник по математике для научных работников и инженеров* (М., Наука, 1968) [Пер. с англ.: G.A. Korn, T.M. Korn. *Mathematical Handbook for Scientists and Engineers* (N.Y.—Toronto—London, McGraw-Hill Book Company, Inc., 1961).
- [11] А.С. Кюрегян. Патент РФ № 2197034, кл. Н 01 L 29/681, публ. 20.01.2003. Бюл. № 2.

Редактор Г.А. Оганесян

Optimal doping of the diode current interrupters

A.S. Kyuregyan

All-Russian Electrical Engineering Institute,
111250 Moscow, Russia

Abstract An analytical solution to the problem of decreasing the energy losses Ω in diode current interrupters during recovery of the blocking ability by optimizing dopant distribution $N(x)$ over structure thickness has been obtained. It was found the distribution $N(x)$ close to optimal one that decreases Ω by 30–55% compared with standard interrupters with uniformly doped high-resistivity layers.