

Работа полупроводникового прерывателя при сверхвысоких плотностях тока

© С.К. Любутин*, С.Н. Рукин*[¶], Б.Г. Словиковский*, С.Н. Цыранов*[†]

* Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук, 620016 Екатеринбург, Россия

[†] Уральский федеральный университет, 620002 Екатеринбург, Россия

(Получена 6 сентября 2011 г. Принята к печати 3 октября 2011 г.)

Исследован механизм работы полупроводникового прерывателя тока (SOS-диода) при плотности обрываемого тока в десятки kA/cm^2 . В эксперименте максимальная плотность обратного тока достигала $43 \text{ kA}/\text{cm}^2$ за время $\sim 40 \text{ ns}$. Приведены экспериментальные данные для SOS-диодов со структурой $p^+ - p - n - n^+$ с глубиной залегания $p - n$ -перехода от 145 до 180 мкм. Методами численного моделирования исследованы процессы динамики электронно-дырочной плазмы в диоде на стадиях накачки и обрыва тока. Показано, что обрыв тока связан с образованием области сильного электрического поля в тонком ($\sim 45 \text{ мкм}$) слое высоколегированной p -области структуры, в котором концентрация акцепторов превышает 10^{16} см^{-3} , а процесс обрыва тока слабо зависит от глубины залегания $p - n$ -перехода.

1. Введение

Обнаружение эффекта наносекундного обрыва сверхплотных токов в полупроводниковых диодах (SOS-эффект) позволило разработать прерыватели тока на основе SOS-диодов, способные при формировании наносекундных импульсов переключать импульсную мощность в единицы ГВт и работать при напряжениях до 1 МВ [1,2]. SOS-диоды имеют кремниевую $p^+ - p - n - n^+$ -структуру, в которой глубина залегания $p - n$ -перехода, в отличие от обычных выпрямительных диодов, увеличена до значений $X_p = 180 - 200 \text{ мкм}$.

Эксперименты и численное моделирование позволили установить физическую картину SOS-эффекта [1-7]. Было показано принципиально важное отличие этого эффекта от других методов коммутации, состоящее в том, что развитие процесса обрыва тока происходит не в низколегированной базе структуры, а в ее высоколегированной p -области. При этом база структуры и $p - n$ -переход „залиты“ плотной избыточной плазмой с концентрацией $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и участия в процессе обрыва тока не принимают. Концентрация акцепторов в месте возникновения электрического поля в десятки раз превышает уровень легирования базы, что позволяет отключать токи плотностью $J \sim 10 \text{ kA}/\text{cm}^2$. Быстродействие SOS-процесса определяется тем, что при обрыве тока электрическое поле с напряженностью $> 200 \text{ кВ}/\text{см}$ создается в тонком ($40 - 50 \text{ мкм}$) слое p -области. Время формирования такого слоя при скорости движения фронта избыточной плазмы в единицы $\text{мкм}/\text{нс}$ имеет порядок 10^{-8} с .

В отмеченных выше работах расчеты проводились при токах в диапазоне $J = 1 - 10 \text{ kA}/\text{cm}^2$. С другой стороны, еще в первых экспериментах по обнаружению SOS-эффекта с использованием промышленных полупроводниковых диодов плотность обрываемого тока в

диодах с площадью структуры $S = 0.02 \text{ cm}^2$ достигала $\sim 50 \text{ kA}/\text{cm}^2$ [1]. Цель настоящей работы состоит в исследовании механизма работы SOS-диода при плотности обрываемого тока в десятки kA/cm^2 .

2. Экспериментальная часть

В использованной экспериментальной установке (рис. 1) конденсаторы C1 и C2 имеют емкость 1.1 нФ и собраны из керамических конденсаторов марки КВИ-3. Магнитные ключи MS1 и MS2 выполнены на кольцевых сердечниках из ленты 50 НП толщиной 10 мкм, размеры кольца $120 \times 80 \times 10 \text{ мм}$. Ключ MS1 содержит 1 кольцо и 72 витка, ключ MS2 — 3 кольца и 9 витков. Элементы схемы, включая прерыватель тока SOS, располагались в металлическом резервуаре с трансформаторным маслом.

Конденсатор C1 заряжается от источника питания за 2 мкс до напряжения $\sim 58 \text{ кВ}$. Ключ MS1 в течение этого времени блокирует нарастающее напряжение на C1. В момент максимального напряжения на C1 ключ MS1 насыщается, и энергия из C1 передается в C2. Ток этого процесса амплитудой 280 А и длитель-

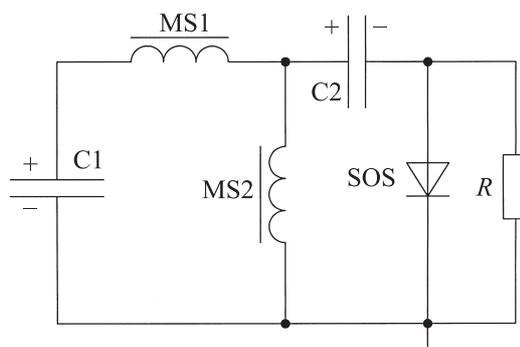


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

[¶] E-mail: rukin@iep.uran.ru

ностью 330 нс протекает по прерывателю тока SOS и обеспечивает режим его прямой накачки. При достижении на C2 напряжения ~ 55 кВ насыщается сердечник ключа MS2, после чего следует стадия обратной накачки SOS, когда конденсатор C2 разряжается через SOS в обратном направлении. В режиме короткого замыкания SOS и нагрузки схема обеспечивает амплитуду тока разряда C2 ~ 1.6 кА с временем нарастания ~ 55 нс. При установке в схему SOS характерные значения обрываемого тока составляют 1–1.5 кА при времени обратной накачки 35–40 нс.

В качестве прерывателя тока SOS использовались SOS-диоды со следующими параметрами. Элементарный SOS-диод представлял собой молибденовый диск диаметром 8 мм и толщиной 0.5 мм, на который напаяны 4 последовательные кремниевые структуры $p^+-p-n-n^+$ -типа, выполненные по диффузионной технологии. Исходное удельное сопротивление n -кремния составляет $50 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, размер структур — 1.75×1.75 мм, площадь S — 0.03 см^2 , толщина структуры — 320 мкм. Исследовались диоды с тремя различными глубинами залегания $p-n$ -перехода $X_p = 145, 160$ и 180 мкм, измеренными с погрешностью ± 5 мкм. Элементарные SOS-диоды стягивались механически в последовательную сборку с количеством диодов в сборке N_D от 15 до 30 штук (60–120 последовательных структур).

Рис. 2 иллюстрирует принятые обозначения амплитудных и временных характеристик процесса работы SOS-диода: I^+ и t^+ — амплитуда и длительность импульса тока прямой накачки; I^- и t^- — амплитуда и длительность импульса тока обратной накачки; U^+ и U^- — амплитудные значения предимпульсов на стадии прямой и обратной накачки соответственно; t_0 — длительность стадии обрыва тока по уровню 0.1–0.9 от амплитуды; U_{SOS} — амплитуда импульса напряжения на SOS-диоде и параллельно подключенной к нему резистивной нагрузке R .

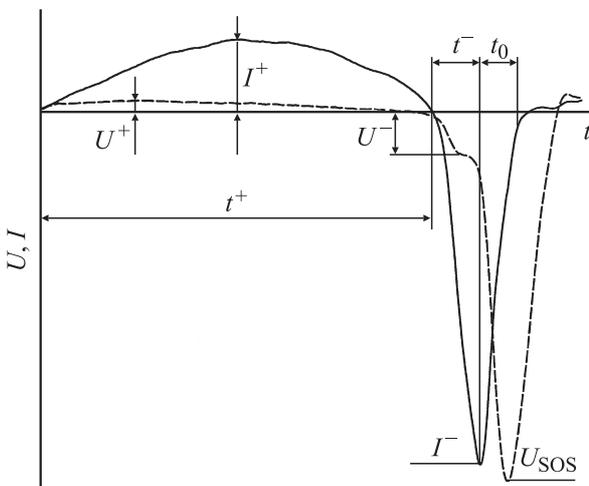


Рис. 2. Типичные осциллограммы тока I (сплошная линия) и напряжения U (штриховая линия) на SOS-диоде.

Результаты испытаний прерывателей тока ($N_D = 30$, $R = 730 \text{ Ом}$)

Параметр	$X_p = 145 \text{ мкм}$	$X_p = 180 \text{ мкм}$	Режим короткого замыкания
t^+ , нс	320	320	330
I^+ , кА	0.25	0.27	0.28
J^+ , кА/см ²	8.3	9.0	—
U^+ , кВ	5.1	2.2	—
U_{C2} , кВ	48	51	55
t^- , нс	36	38	55
I^- , кА	1.1	1.3	1.6
J^- , кА/см ²	36.7	43.3	—
U^- , кВ	20	12	—
t_0 , нс	21	19	—
U_{SOS} , кВ	111	127	—

В экспериментах использовались резистивные нагрузки R (резисторы марки ТВО) с сопротивлением от 50 Ом до 1 кОм. При $R \approx 50\text{--}70$ Ом величина U_{SOS} составляла 50–60 кВ, а в качестве SOS использовались сборки с $N_D = 15$. При увеличении R устанавливались сборки с $N_D = 30$, на которых достигалось максимальное значение $U_{SOS} \approx 120\text{--}130$ кВ при $R \approx 1$ кОм. Частота следования импульсов при испытаниях изменялась от 1 до 100 Гц.

В таблицу сведены данные, полученные при испытании SOS-диодов, максимально различающихся величиной X_p — 145 и 180 мкм. При $X_p = 160$ мкм данные имели промежуточные значения. Для иллюстрации влияния сопротивления SOS-диода на режим работы схемы накачки в таблице также представлены значения токов и напряжений в схеме, работающей в режиме короткого замыкания SOS и нагрузки.

Полученные результаты свидетельствуют о слабом влиянии величины X_p на время обрыва тока t_0 . Видно, что основное различие в величине U_{SOS} связано не с собственно процессом обрыва тока, а с процессами на предшествующих ему стадиях прямой и обратной накачки. Структуры с $X_p = 145$ мкм по сравнению с $X_p = 180$ мкм имеют более протяженную низколегированную базу, что в конечном счете определяет увеличение потерь энергии в процессе модуляции базы на стадии прямой накачки. Это проявляется в росте U^+ , снижении I^+ и напряжения U_{C2} на конденсаторе накачки.

Кроме этого, сборки с $X_p = 145$ мкм характеризуются более короткой стадией высокой обратной проводимости t^- , что влечет за собой дополнительное снижение амплитуды обрываемого тока I^- и, как следствие, амплитуды выходного импульса U_{SOS} .

3. Описание модели

Расчет проводился с помощью физико-математической модели, заключающейся в совместном решении

уравнений Кирхгофа, описывающих работу электрической схемы с SOS-диодом, и уравнений динамики электронов и дырок в структуре диода. В расчете использовался реальный профиль распределения легирующих примесей в структуре диода, а параметры расчетной электрической схемы соответствовали схеме эксперимента (рис. 1).

Для расчета процессов динамики электронов и дырок в структуре SOS-диода использовалась фундаментальная система уравнений, состоящая из уравнений непрерывности для электронов и дырок, уравнения Пуассона для электрического поля и уравнения для температуры:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x} + GR, & \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} + GR, \\ J_n &= eD_n \frac{\partial n}{\partial x} + e\mu_n En, & J_p &= -eD_p \frac{\partial p}{\partial x} + e\mu_p Ep, \\ \frac{\partial E}{\partial x} &= \frac{e}{\varepsilon} [p(x) - n(x) + N_d(x) - N_a(x)], \\ \rho c \frac{\partial T}{\partial t} &= \text{div}(k \text{grad} T) + (J_p + J_n)E - GRE_g, \end{aligned} \quad (1)$$

где n и p — концентрации, μ_n и μ_p — подвижности, J_n и J_p — плотности тока, D_n и D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок; N_d и N_a — концентрации доноров и акцепторов; E — электрическое поле; T — температура; GR — член, описывающий объемную скорость генерации–рекомбинации электронно-дырочных пар; ρ , c , k , E_g — плотность, удельная теплоемкость, теплопроводность и ширина запрещенной зоны в кремнии; e — заряд электрона.

В расчете учитывалась зависимость подвижности электронов и дырок от электрического поля, температуры, электронно-дырочного рассеяния и рассеяния на ионизированных примесях [8]:

$$\begin{aligned} \mu^C &= \frac{1.04 \cdot 10^{21} (T/300)^{3/2}}{\sqrt{pn} \ln[1 + 7.45 \cdot 10^{13} (T/300)^2 (pn)^{-1/3}]}, \\ \mu_{n,p}^{LI} &= \frac{\mu_{n,p}^0 (T/300)^{-2.2}}{\left(1 + \frac{c_i}{c_{n,p} + c_i/S_{n,p}}\right)^{1/2}}, \\ \mu_{n,p}^{LC} &= \frac{1}{(1/\mu^C) + (1/\mu_{n,p}^{LI})}, \\ V_{sn,sp} &= V_{sn,sp}^0 \left(\frac{T}{300}\right)^{\gamma_{n,p}}, \\ \mu_{n,p} &= \mu_{n,p}^{LICE} = \frac{\mu_{n,p}^{LC}}{[1 + (\mu_{n,p}^{LC} E / V_{sn,sp})^{\beta_{n,p}}]^{1/\beta_{n,p}}}, \end{aligned} \quad (2)$$

$\mu_n^0 = 1430 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $\mu_p^0 = 495 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $c_n = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $c_p = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $c_i = N_d + N_a$, $S_n = 350$, $S_p = 81$, $\gamma_n = -0.87$, $\gamma_p = -0.52$, $\beta_n = 2$, $\beta_p = 1$; $V_{sn}^0 = 1.07 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $V_{sp}^0 = 0.87 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ — насыщенные скорости движения электронов и дырок, T — температура в К.

Объемная скорость генерации–рекомбинации электронно-дырочных пар описывается членом

$$GR = G(n, p, E) - R(n, p, E). \quad (3)$$

Скорость генерации вычисляется по формуле

$$G(n, p, E) = \beta(n, p, E) [\alpha_n(E)n|V_n(E)| + \alpha_p(E)p|V_p(E)|], \quad (4)$$

где $\alpha_n(E)$, $\alpha_p(E)$ представляют собой стандартные коэффициенты генерации для полупроводника, свободного от избыточных носителей заряда; $\beta(n, p, E)$ — коэффициент, учитывающий влияние электронно-дырочного рассеяния. Интерполяционные формулы для $\alpha_n(E)$, $\alpha_p(E)$ имеют вид [8]

$$\alpha_n = A_n \exp(-B_n/|E|), \quad \alpha_p = A_p \exp(-B_p/|E|), \quad (5)$$

где $A_n = 7.03 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, $B_n = 1.23 \cdot 10^6 \text{ В/см}$, $A_p = 1.58 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, $B_p = 2.036 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ — подгоночные константы. Коэффициент $\beta(n, p, E)$ взят в виде [9]

$$\beta(n, p, E) = \frac{\exp[-\sqrt[3]{n+p}(E_I/|E|)]}{1 + (n+p)/N_{\text{ion}}}, \quad (6)$$

где $E_I = 1.45 \text{ эВ}$ — потенциал ионизации кремния, $N_{\text{ion}} = 2.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ — параметр, имеющий размерность концентрации.

При расчете рекомбинации использовалась зависимость времени жизни носителей от уровня легирования в виде [10]

$$\tau = \frac{\tau_0}{1 + (N_{a,d}/N_{\text{ref}}) + \tau_0 C_{a,d} N_{a,d}^2}, \quad (7)$$

где $\tau_0 = 10 \text{ мкс}$ — время жизни носителей в базе, $N_{\text{ref}} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ — подгоночный параметр, $N_{a,d}$ — концентрации доноров и акцепторов, $C_a = 0.83 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$ и $C_d = 1.8 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$ — константы оже-рекомбинации в p - и n -области соответственно.

Граничные условия для (1) выбраны следующие:

$$\begin{aligned} x = 0: & \quad J_p = J, \quad J_n = 0, \quad E = 0; \\ x = W: & \quad J_p = 0, \quad J_n = J. \end{aligned} \quad (8)$$

Совместное решение уравнений, выражающих условия равновесия $np = N_i^2$ и квазинейтральности $n - N_d = p - N_a$, позволяет определить начальное распределение концентрации электронов и дырок. Для численного решения система (1) преобразовывалась следующим образом. Вначале величины J_n и J_p заменялись их дискретными аналогами с помощью экспоненциальной аппроксимации, предложенной в [11]. Это придает численной схеме безусловную монотонность. Далее производилась линеаризация системы и записывалась линейная система алгебраических уравнений относительно малых приращений концентраций электронов и дырок и электрического поля. Полученная система затем решалась методом матричной прогонки.

4. Результаты численного моделирования

В качестве примера далее приводятся результаты расчета типичного режима работы SOS-диода при сверхвысокой плотности тока, реализованного в эксперименте. В расчете использовался SOS-диод с $N_D = 15$ (60 последовательно соединенных структур), при толщине структуры 320 мкм и $S = 0.03 \text{ см}^2$. База структуры образована n -кремнием с исходной концентрацией 10^{14} см^{-3} . В структуре p^+ -область образована диффузией бора (10^{21} см^{-3} , 80 мкм), p -область — диффузией алюминия (10^{17} см^{-3} , 180 мкм), n^+ -область — диффузией фосфора ($5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, 120 мкм) (в скобках приведены граничная концентрация и глубина залегания примеси).

Параметры электрической схемы соответствовали эксперименту, сопротивление нагрузки имело величину 62 Ом. При включении конденсатора прямой накачки в структуру вводился прямой ток (половина периода синусоиды) плотностью до 8 кА/см^2 за время 320 нс. При последующем включении конденсатора обратной накачки плотность тока в структуре к моменту его обрыва нарастала до 43 кА/см^2 за время 35–40 нс.

4.1. Стадия прямой накачки

За время прямой накачки осуществляется режим двойной инжекции носителей, когда дырки проникают в n -область, а электроны в p -область и начинают дрейф под действием прямого электрического поля. Вследствие квазинейтральности они компенсируются противоположно заряженными основными носителями и образуют плазменные волны, распространяющиеся в обе стороны от p - n -перехода. В высоколегированных областях скорость волн резко падает, что приводит к образованию максимумов концентрации на границах n^+ - и p^+ -областей.

Заполнение структуры плазмой проходит в два этапа. На первом плазменные волны пересекают n -область в течение ~ 10 нс и p -область за ~ 20 нс, достигая границ высоколегированных областей. Концентрация плазмы мала, а поле определяется уровнем легирования n - и p -областей. На втором этапе формируются концентрационные максимумы в районе p^+ - p - и n - n^+ -переходов, и начинается постепенное заполнение низколегированной части структуры плазмой. После превышения концентрацией плазмы исходного уровня легирования поле начинает определяться распределением плазмы, и реализуется режим модуляции проводимости низколегированной части структуры. Далее концентрация плазмы в районе p - n -перехода достигает величины, при которой поле начинает уменьшаться при дальнейшем нарастании тока, а на диоде формируется положительный предимпульс напряжения (рис. 3). После этого сопротивление структуры становится меньше, чем волновое сопротивление цепи и сопротивление нагрузки, и ток через структуру

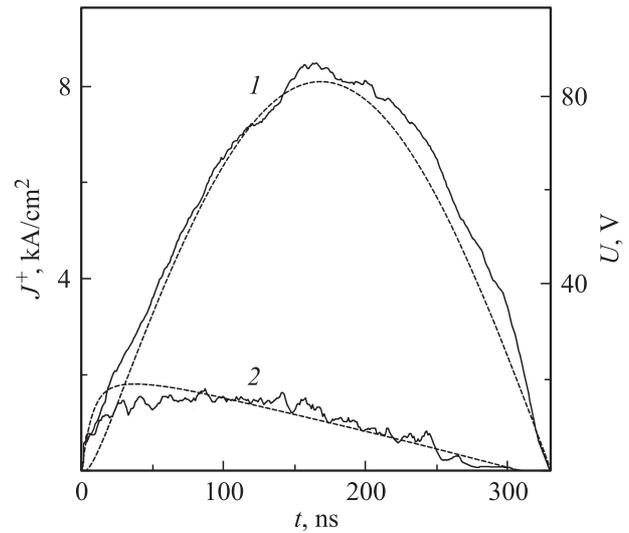


Рис. 3. Зависимости плотности тока через диод (1) и напряжения на нем (2) от времени t на стадии прямой накачки, полученные в эксперименте (сплошные линии) и расчете (штриховые).

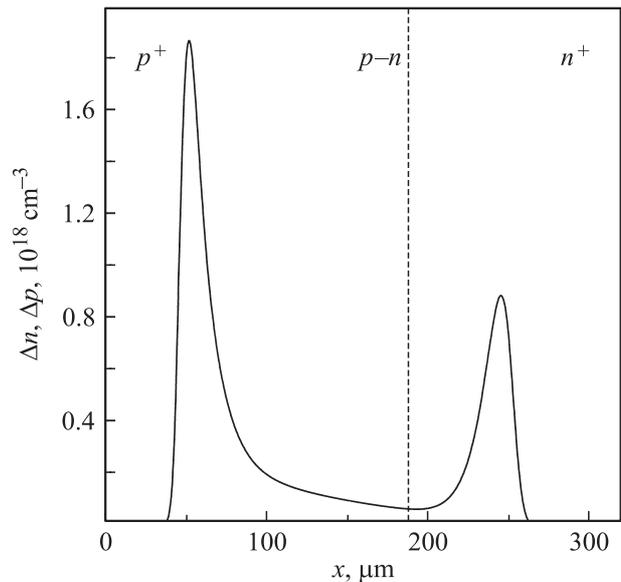


Рис. 4. Распределение концентрации избыточных электронов Δn и дырок Δp , накопленных за время прямой накачки.

определяется внешней цепью. При этом величина J^+ достигает значения 8 кА/см^2 .

Распределение накопленного заряда (концентраций избыточных электронов Δn и дырок Δp) в структуре диода по завершении процесса прямой накачки резко неоднородно (рис. 4), а его концентрация меняется в широком диапазоне: от $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в низколегированной части структуры до $1.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в p^+ -области и $0.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в n^+ -области. При таких концентрациях резко возрастает влияние рекомбинационных потерь на процесс накопления заряда в высоколегированных

областях, где главную роль, в отличие от ранее исследованных режимов накачки с $J^+ \sim 1 \text{ кА/см}^2$ [4,5], начинает играть оже-рекомбинация. Полагая, что время жизни носителей τ в высоколегированных областях сопоставимо с длительностью прямой накачки t^+ , из (7) можно записать $\tau \sim (p^2 C_a)^{-1} \sim t^+$, что дает величину концентрации $\sim 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, близкую к полученной в расчете. Полные рекомбинационные потери за время прямой накачки составляют 27% от заряда, прошедшего через структуру. При этом более половины потерь (17%) обусловлены процессами оже-рекомбинации.

4.2. Стадия обратной накачки и обрыва тока

На рис. 5 приведены расчетные и экспериментальные зависимости плотности тока и напряжения от времени для единичной структуры на стадии обратной накачки и обрыва тока. Экспериментальный импульс напряжения имеет более пологий фронт и несколько меньшую амплитуду, что связано с влиянием паразитных емкости и индуктивности узла нагрузки, которые в расчете не учитывались. При смене направления протекания тока через структуру плазма также меняет направление своего движения и начинает возвращаться к плоскости $p-n$ -перехода. Пока градиенты электрического поля малы, в структуре диода выполняется условие квазинейтральности и движение плазмы происходит с амбиполярной скоростью, определяемой выражением

$$V_a = \frac{n\mu_n V_p - p\mu_p V_n}{n\mu_n + p\mu_p} = \frac{b(n-p)}{e(nb+p)^2} J, \quad (9)$$

где $b \approx 3$ — отношение подвижностей электронов и дырок. Вследствие обратной пропорциональной зависимости амбиполярной скорости плазмы от концентрации происходит обострение фронтов профиля плазмы.

На границах плазменных фронтов амбиполярная скорость (9) имеет экстремум, что приводит к отделению части плазмы от общего профиля и формированию дополнительных максимумов концентрации в высоколегированных областях структуры. При этом основная часть плазмы, ограниченная крутыми концентрационными фронтами, продолжает свое движение к плоскости $p-n$ -перехода, а отделенные от нее участки плазмы практически неподвижны, поскольку они локализованы в высоколегированных областях структуры, где электрическое поле незначительно.

Процессы динамики электрического поля и концентрации носителей за границами концентрационных фронтов можно представить в виде трех последовательных этапов, отличающихся величиной электрического поля. На первом этапе величина электрического поля E не превышает поля насыщения скоростей носителей $E_s \approx 3 \cdot 10^4 \text{ В/см}$, а концентрация основных носителей плавно уменьшается от максимальной величины на концентрационном фронте до равновесного значения на профиле примеси, что соответствует классическому режиму процесса восстановления силового диода [12].

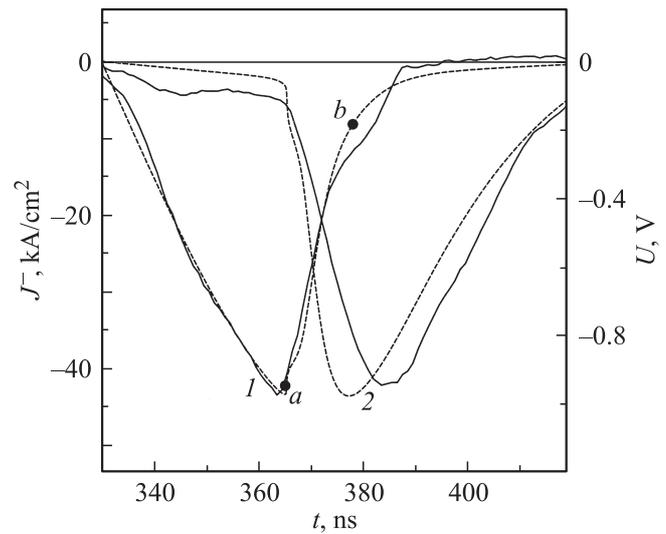


Рис. 5. Зависимости плотности тока через диод (1) и напряжения на нем (2) от времени t на стадии обратной накачки и обрыва тока, полученные в эксперименте (сплошные линии) и расчете (штриховые).

На втором этапе происходит насыщение скорости основных носителей ($E > E_s$), а их концентрации приобретают постоянные значения, определяемые выражениями $p = J/eV_{ps}$ и $n = J/eV_{ns}$ в p - и n -областях соответственно. Распределение поля определяется в соответствии с уравнением Пуассона разностью концентраций основных носителей и примеси. На этом этапе формируются области сильного поля (ОСП), в которых $E > E_s$. Дальнейшее расширение ОСП и увеличение поля в них приводят к началу третьего этапа, когда величина поля становится достаточной для инициирования процесса лавинного размножения носителей. Вследствие того, что в кремнии коэффициент лавинного размножения электронов существенно больше, чем дырок, процесс лавинной генерации носителей начинается при $E \approx 2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ в p - и $E \approx 1.4 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ в n -области. В окрестностях максимума поля формируются области лавинного размножения, где происходит генерация и разделение электронно-дырочных пар. Заряд образующихся носителей начинает экранировать электрическое поле в ОСП, что приводит к снижению его амплитуды.

Рассмотрим процессы, происходящие на стадии обрыва тока (рис. 6). Рис. 6, *a* соответствует началу процесса обрыва тока, рис. 6, *b* — завершающей стадии, когда на структуре развивается максимальное напряжение. Динамика процесса обрыва тока определяется скоростью расширения ОСП, которая в свою очередь равна разности скоростей движения левой и правой границ поля (см. обозначения на рис. 6, *b*).

Скорость движения границ поля, примыкающих к высоколегированным областям структуры (левая граница в p -области V_{pl} и правая граница в n -области V_{nr}), можно получить из условия, что ток через эти границы пере-

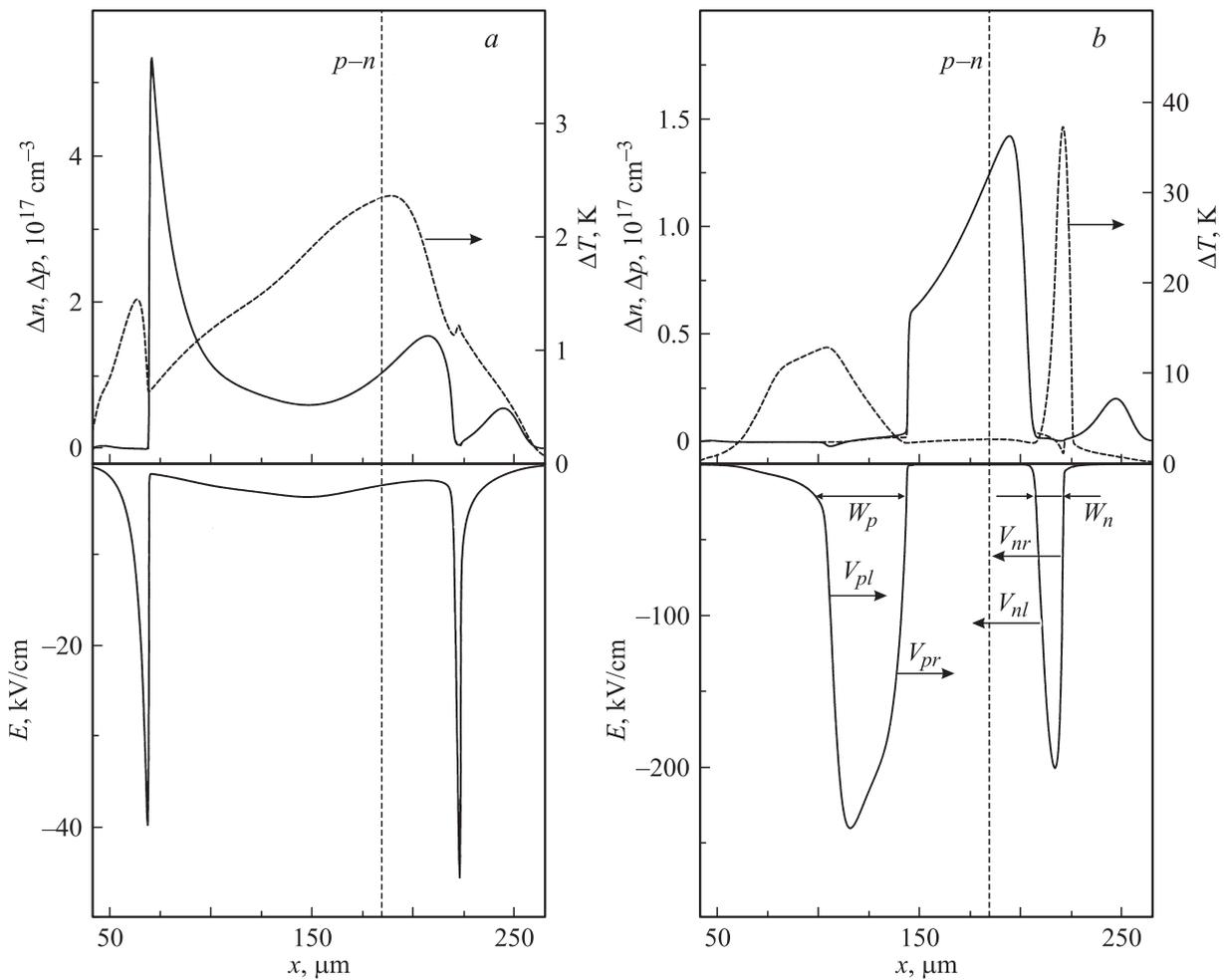


Рис. 6. Распределения концентрации избыточных носителей, электрического поля и повышения температуры в структуре на стадии обрыва тока, полученные расчетом в моменты времени $t = 365.1$ (a) и 377.1 нс (b) — точки a, b на рис. 5.

носятся только основными носителями, движущимися с насыщенной скоростью: $J = eV_{ps}N_a(x)$, $J = eV_{ns}N_d(x)$. Отсюда можно записать

$$V_{pl} = \frac{\partial J / \partial t}{eV_{ps} \partial N_a(x) / \partial x}, \quad V_{nr} = \frac{\partial J / \partial t}{eV_{ns} \partial N_d(x) / \partial x}. \quad (10)$$

Скорость движения границ поля, примыкающих к плазме (правая граница в p -области V_{pr} и левая граница в n -области V_{nl}), совпадает со скоростями движения концентрационных фронтов. Эти скорости можно записать как [4]

$$V_{pr} = \frac{J}{e\Delta p} \left(\frac{b}{b+1} - \frac{J_n}{J} \right), \quad V_{nl} = \frac{J}{e\Delta n} \left(\frac{1}{b+1} - \frac{J_p}{J} \right), \quad (11)$$

где Δp и Δn — концентрации избыточных дырок и электронов на концентрационном фронте, J_n и J_p — плотности тока электронов в p - и дырок в n -области соответственно, образованных в ОСП за счет лавинного размножения.

Необходимо отметить, что дополнительные максимумы концентрации плазмы, оставшейся за плазменными

фронтами в высоколегированных областях, являются источником неосновных носителей. Однако их вклад в величину полного тока не превышает 3%, поэтому при выводе уравнений (10) и (11) ток этих носителей не учитывался.

Из (11) следует, что J_n и J_p вызывают торможение концентрационных фронтов. В данном расчете максимальные величины J_n/J и J_p/J достигают значений 0.4 и 0.25 соответственно. В ранее выполненных расчетах при J в диапазоне 1–4 кА/см² [5,7] эти величины не превышали 0.2 и 0.18 соответственно. Различие связано с тем, что при увеличении плотности тока ($J > 40$ А/см²) место расположения областей сильного поля смещается в более высоколегированные области структуры, где интенсивность процессов лавинного размножения существенно выше.

Из (11) следует, что при $J_n/J = 0.75$ и $J_p/J = 0.25$ концентрационные фронты в p - и n -областях останавливаются. С другой стороны, в предельном случае, когда концентрация носителей, образованных лавинным размножением, становится равной концентрации основ-

ных носителей, величины J_n/J и J_p/J приобретают максимальные значения 0.54 и 0.45 в p - и n -областях соответственно. Отсюда следует, что максимально возможное снижение скорости фронта в p -области составляет $\sim 70\%$, тогда как в n -области могут существовать варианты как остановки фронта, так и изменения направления его движения на противоположное.

В данном расчете торможение фронтов за счет лавинного размножения близко к своим предельным величинам. Так, снижение скорости движения фронта в p -области составляет $\sim 50\%$, а в n -области концентрационный фронт останавливается. К моменту времени, показанному на рис. 6, b , ширина ОСП в p -области достигает $W_p = 45$ мкм, а в n -области $W_n = 15$ мкм, где W_p и W_n определялись по уровню $E = E_s$. Напряжение на структуре в этот момент времени максимально и составляет 980 В, причем $\sim 80\%$ приходится на p -область.

4.3. Влияние глубины залегания p – n -перехода

Существенное влияние на процесс обрыва тока при SOS-эффекте оказывает исходный профиль легирования полупроводниковой структуры. При плотностях тока в единицы kA/cm^2 увеличение глубины залегания p – n -перехода X_p приводит к сокращению времени обрыва тока и улучшению коммутационных характеристик прерывателя [4]. В частности, с ростом X_p происходит значительное увеличение ширины ОСП и напряжения на структуре, поскольку скорость движения правой границы V_{pr} существенно выше скорости движения левой границы поля V_{pl} .

Для оценки влияния величины X_p при плотностях тока в десятки kA/cm^2 были проведены расчеты для структур с X_p от 145 до 180 мкм. Результаты расчетов имеют хорошее согласие с экспериментом. В частности, и расчет, и эксперимент (см. таблицу) показывают слабый рост плотности обрываемого тока и амплитуды выходного напряжения с увеличением X_p .

Сравним результаты расчетов при $J \approx 40 \text{ kA}/\text{cm}^2$ для структур с $X_p = 145$ и 180 мкм. На рис. 7 представлена динамика ОСП, расположенных в p -области структур. Зависимости построены с моментов времени, когда начинают образовываться ОСП ($E > E_s$). Видно, что при $X_p = 180$ мкм скорость правой границы поля существенно выше, чем при $X_p = 145$ мкм, как и в случае плотностей тока в единицы kA/cm^2 [4]. Однако величина W_p , определяющая напряжение на структуре к моменту завершения процесса отключения тока, оказывается практически одинаковой для данных структур.

При условии линейного спада тока плотностью $J \approx 40 \text{ kA}/\text{cm}^2$ из (10) можно показать, что скорость движения левой границы поля $V_{pl} \sim X_p(6t_0)^{-1}$, где t_0 — время отключения тока. Поэтому при $X_p = 180$ мкм скорость левой границы также существенно выше, чем при $X_p = 145$ мкм, что нивелирует различие в величине W_p к концу процесса отключения тока (рис. 7).

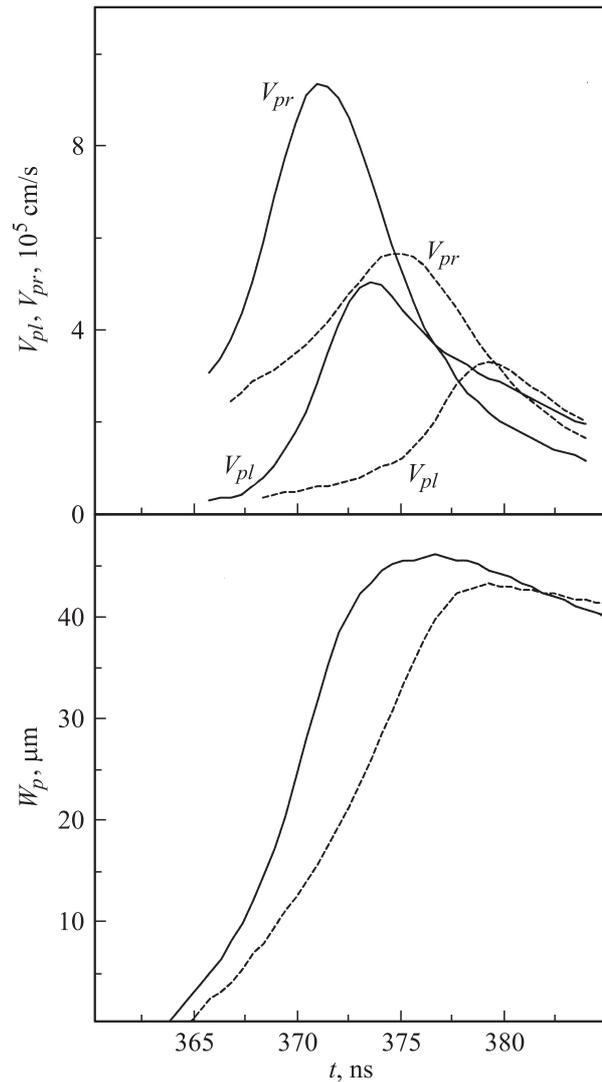


Рис. 7. Зависимости скоростей левой (V_{pl}), правой (V_{pr}) границ области сильного поля и ее ширины от времени на стадии отключения тока для структур с глубиной залегания p – n -перехода $X_p = 180$ мкм (сплошные кривые) и 145 мкм (штриховые).

Таким образом, при плотностях отключаемого тока $\sim 40 \text{ kA}/\text{cm}^2$ коммутационные характеристики прерывателя слабо зависят от глубины залегания p – n -перехода.

4.4. Факторы, влияющие на работу диода при высокой плотности тока

С увеличением плотности тока накачки на работу диода начинают оказывать влияние такие процессы, как оже-рекомбинация, электронно-дырочное рассеяние (ЭДР), нагрев кристаллической решетки проходящим током и процессы, связанные с магнитным полем тока. Влияние оже-рекомбинации на процесс накопления но-

сителей на стадии прямой накачки было рассмотрено в разд. 4.1. Далее рассмотрим остальные факторы.

Электронно-дырочное рассеяние приводит к снижению подвижностей носителей в плотной плазме [13]. Так, по завершении прямой накачки, когда в структуре достигаются максимальные концентрации накопленного заряда (рис. 4), подвижности носителей в концентрационных максимумах снижаются в ~ 20 раз, а в концентрационном минимуме в ~ 2 раза. Такое снижение подвижностей приводит к уменьшению скорости движения избыточных носителей и на последующих стадиях обратной накачки и обрыва тока.

Также было установлено, что влияние ЭДР на интенсивность процессов лавинного размножения при $J \approx 40$ кА/см² на стадии отключения тока оказывается существенным. При такой плотности тока концентрация основных носителей в ОСП достигает величины $\sim 3 \cdot 10^{16}$ см⁻³, и из (6) следует, что коэффициент лавинного размножения снижается в ~ 5 раз ($\beta \approx 0.2$). При плотностях тока в единицы кА/см² влияние ЭДР незначительно ($\beta \approx 1$). Расчеты, выполненные без учета влияния ЭДР на процессы лавинного размножения, показывают снижение напряжения на структуре на $\sim 10\%$ и увеличение времени отключения тока на $\sim 20\%$ за счет более интенсивного лавинного размножения.

При оценке влияния нагрева решетки проходящим током получены следующие результаты. Поскольку максимальный нагрев решетки происходит в местах расположения ОСП, рассмотрим динамику распределения температуры в структуре диода в процессе отключения тока (рис. 6). При $J \approx 40$ кА/см² и $E \approx 2 \cdot 10^5$ В/см из (1) можно получить оценку повышения температуры в ОСП:

$$\Delta T = \frac{JE}{\rho c} \Delta t \approx 0.625 \Delta t, \quad (12)$$

где Δt — время прохождения тока в нс.

Вследствие того, что ОСП в n -области образуется раньше и практически не движется в отличие от ОСП в p -области, величина ΔT в этих областях различается в несколько раз, составляя 37 и 12 К соответственно (рис. 6, *b*). Различие расчетных зависимостей тока и напряжения на структуре от времени, полученных с учетом и без учета влияния нагрева решетки, не превышает 1%. Это связано с тем, что повышение температуры локализуется в узких областях, совпадающих с ОСП, и за время отключения тока эти области не успевают распространиться на остальную часть полупроводниковой структуры и изменить ее свойства.

Повышение плотности тока приводит к росту магнитного поля, которое вызывает дополнительное сопротивление движению носителей. В условиях эксперимента можно оценить величину индукции магнитного поля как

$$B = \mu_0 \frac{I}{\pi d} = \mu_0 \frac{Jd}{4} \approx 0.25T, \quad (13)$$

где d — характерный поперечный размер структуры. Такая величина магнитного поля дает относительное

изменение удельного сопротивления в кремнии за счет магниторезистивного эффекта $\sim 0.2\%$, вследствие чего влияние магнитного поля в расчете не учитывалось.

5. Заключение

В работе экспериментально реализован режим отключения тока плотностью до 43 кА/см² в кремниевых диодах с глубиной залегания p - n -перехода $X_p = 145$ –180 мкм. При характерной длительности процесса отключения тока ~ 20 нс амплитуда импульса напряжения на структуре составляет ~ 1 кВ. Эксперименты показали слабую зависимость характеристик процесса отключения тока от величины X_p . Анализ экспериментальных данных методами численного моделирования показал следующее.

Во-первых, процесс отключения тока, как и в ранее исследованных режимах работы с J в единицы кА/см² [4,5], развивается в высоколегированных областях структуры диода и в основном связан с быстро расширяющейся ОСП в p -области. Отличие состоит в том, что ОСП локализована в p -области структуры, где концентрация акцепторов превышает 10^{16} см⁻³. При этом границы поля при своем движении всегда остаются в высоколегированных областях, не достигая плоскости p - n -перехода вплоть до окончания действия импульса напряжения на диоде.

Во-вторых, при отключении тока существенно возрастает роль процессов лавинного размножения, что приводит к значительному снижению скоростей движения границ ОСП. В n -области границы поля останавливаются, а в p -области скорость движения границ снижается вдвое.

В-третьих, характеристики процесса отключения тока практически не зависят от величины X_p . С ростом X_p происходит увеличение скорости движения как правой, так и левой границ ОСП, так что динамика расширения ОСП, определяемая разностью этих скоростей, оказывается слабо зависящей от X_p .

В-четвертых, существенное влияние на работу диода оказывают процессы оже-рекомбинации и электронно-дырочного рассеяния. Так, за счет процессов оже-рекомбинации на стадии прямой накачки потери заряда составляют 17%. ЭДР уменьшает подвижность носителей в зависимости от их концентрации от 2 до 20 раз, а также снижает интенсивность процессов лавинного размножения до ~ 5 раз.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант Урал № 10-08-96037.

Список литературы

- [1] С.Н. Рукин. ПТЭ, № 4, 5 (1999).
- [2] И.В. Грехов, Г.А. Месяц. УФН, **175** (7), 735 (2005).
- [3] С.А. Дарзнец, Г.А. Месяц, С.Н. Рукин. ЖТФ, **67** (10), 64 (1997).

- [4] С.А. Дарзбек, С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов. ЖТФ, **70** (4), 56 (2000).
- [5] С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов. Письма ЖТФ, **30** (1), 43 (2004).
- [6] И.В. Грехов, А.С. Кюрегян. ЖТФ, **75** (7), 88 (2005).
- [7] С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов. ФТП, **43** (7), 989 (2009).
- [8] S. Selberherr. *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices* (Vienna, Springer-Verlag, 1984) ch. 4, p. 80.
- [9] R. Ghosh, S.K. Roy. Sol. St. Electron., **18** (11), 945 (1975).
- [10] M.E. Law, E. Solley, M. Liang, D. Burk. IEEE Electron. Dev. Lett., **12** (8), 401 (1991).
- [11] D.L. Scharfetter, H.K. Gummel. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-16** (1), 64 (1969).
- [12] H. Benda, E. Spence. Proc. IEEE, **55** (8), 1331 (1967).
- [13] T.T. Mnatsakanov, I.L. Rostovtsev, N.I. Philatov. Sol. St. Electron., **30** (6), 579 (1987).

Редактор Л.В. Шаронова

Operation of a semiconductor opening switch at ultrahigh current density

S.K. Lyubutin*, S.N. Rukin*, B.G. Slovikovsky*,
S.N. Tsyranov*[†]

* Institute of Electrophysics,
Ural Branch of Russian Academy of Sciences,
620016 Ekaterinburg, Russia

[†] Ural Federal University,
620002 Ekaterinburg, Russia

Abstract Operation of a semiconductor opening switch (SOS diode) at a current density of tens of kA/cm^2 has been studied. In experiment the maximum reverse current density reached $43 \text{ kA}/\text{cm}^2$ in time of $\sim 40 \text{ ns}$. Experimental data on SOS diodes with a $p^+ - p - n - n^+$ structure having a $p - n$ junction depth of 145 to $180 \mu\text{m}$ are presented. The processes of electron-hole plasma dynamics in the diode at the pumping and current cutoff stages have been studied by numerical simulation methods. It has been shown that the current cutoff process is determined by the high electric field region formation in a thin layer ($\sim 45 \mu\text{m}$) of the highly doped p -region of the structure, where the acceptor's concentration is over 10^{16} cm^{-3} , and the current cutoff process is weakly dependent on the $p - n$ junction depth.