

01;06

Влияние профиля легирования структуры на процесс отключения тока в мощных полупроводниковых прерывателях

© С.А. Дарзбек, С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов

Институт электрофизики УрО РАН,
620049 Екатеринбург, Россия

(Поступило в Редакцию 17 декабря 1998 г.)

На основе физико-математической модели исследован процесс обрыва тока в мощных полупроводниковых прерывателях при различных профилях легирования $p^+ - p - n - n^+$ -структуры. Модель учитывает реальный профиль легирования структуры, диффузию и дрейф носителей тока в сильных электрических полях, рекомбинацию на глубоких примесях и оже-рекомбинацию, а также ударную ионизацию в плотной плазме. Расчет электрической схемы накачки прерывателя основан на решении уравнений Кирхгофа. Показано, что в режиме наносекундного обрыва сверхплотных токов при плотности обрываемого тока в единицы и десятки kA/cm^2 определяющее влияние на процесс обрыва тока оказывает ширина p -области исходного профиля легирования структуры. Увеличение ширины p -области от 100 до 200 μm приводит к возрастанию скорости движения фронта избыточной плазмы вдоль p -области на стадии обратной накачки в 5–7 раз. Более высокая скорость движения фронта плазмы обуславливает увеличение жесткости процесса отключения тока, что выражается в сокращении времени обрыва тока и увеличении перенапряжения на прерывателе.

Введение

Эффект наносекундного обрыва сверхплотных токов (SOS-эффект) был первоначально обнаружен в обычных высоковольтных полупроводниковых диодах, предназначенных для выпрямления переменного тока, подбором определенного сочетания плотности тока и времени накачки [1–3]. Теоретические исследования SOS-эффекта [4,5] показали, что его качественное отличие от других принципов коммутации тока в полупроводниковых приборах состоит в том, что развитие процесса обрыва тока происходит не в базе структур, а в ее узких высоколегированных областях. При этом база структуры во время обрыва тока остается заполненной плотной избыточной плазмой, что и приводит к сочетанию высокой плотности обрываемого тока и наносекундного времени его отключения.

Дальнейшие экспериментальные исследования SOS-эффекта показали, что определяющее влияние на процесс обрыва тока при прочих равных условиях оказывает исходный профиль легирования полупроводниковой структуры. Было установлено, что увеличение глубины диффузии алюминия в структуру (увеличение ширины p -области и глубины залегания $p-n$ -перехода x_p) приводит к сокращению времени обрыва тока, снижению коммутационных потерь энергии и увеличению коэффициента перенапряжения. На этой основе были разработаны новые полупроводниковые приборы, получившие название SOS-диодов, которые представляют собой твердотельные наносекундные прерыватели тока высокой плотности и предназначены не для выпрямления, а для резкого обрыва обратного тока в мощных импульсных системах с индуктивным накопителем энергии [6,7]. SOS-диоды характеризуются гигаваттным уровнем переключаемой мощности при рабочих напряжениях

в сотни kV и при отключаемых токах в единицы и десятки kA . Время обрыва тока составляет 5–10 ns и сокращается с увеличением скорости ввода обратного тока в прерыватель. При времени обратной накачки в диапазоне 10–15 ns время обрыва тока переходит в субнаносекундный диапазон [8].

На рис. 1 приведена типичная экспериментальная зависимость коэффициента перенапряжения K_{ov} от глубины залегания $p-n$ -перехода x_p в структуре, полученная при испытаниях различных диодов в условиях SOS-эффекта. Под величиной K_{ov} понимается отношение максимального напряжения на прерывателе тока к начальному напряжению на конденсаторе накачки. Область I соответствует диодам с мягким режимом восстановления обратного напряжения. Структура мягкого диода имеет малую величину x_p и увеличенную резкость $p-n$ -перехода,

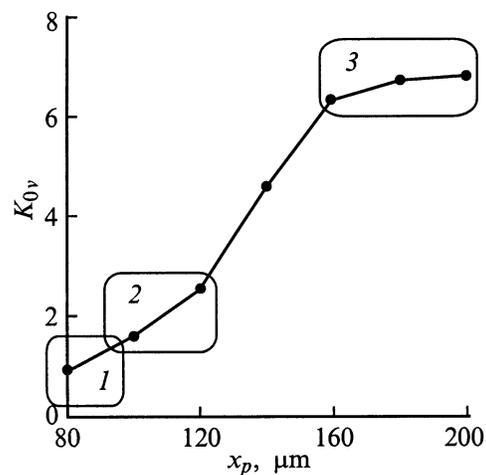


Рис. 1. Зависимость коэффициента перенапряжения от глубины диффузии алюминия.

что достигается созданием эпитаксиальной p^+ -области с резким градиентом концентрации акцепторов вблизи $p-n$ -перехода [9]. Область 2 соответствует обычным силовым выпрямительным диодам с жесткой характеристикой отключения тока, у которых глубина диффузии алюминия достигает $100-120 \mu\text{m}$, а перенапряжение при восстановлении может иметь трехкратное значение. Структура SOS-диодов соответствует области 3 ($x_p = 160-200 \mu\text{m}$). При x_p более $160 \mu\text{m}$ перенапряжение достигает шестикратного значения. По существующей классификации SOS-диоды имеют "сверхжесткую" характеристику отключения тока.

Цель настоящей работы состоит в объяснении зависимости, приведенной на рис. 1. Для этого на основе физико-математической модели исследуются процессы динамики электронно-дырочной плазмы в полупроводниковых структурах, работающих в режиме SOS-эффекта и имеющих глубину залегания $p-n$ -перехода в диапазоне $100-200 \mu\text{m}$.

Динамика электронно-дырочной плазмы в SOS-диоде

Для расчета процессов динамики электронно-дырочной плазмы использована физико-математическая модель, подробное описание которой приведено в работе [5]. Модель учитывает реальный профиль легирования полупроводниковой $p^+-p-n-n^+$ -структуры и следующие элементарные процессы в электронно-дырочной плазме: диффузию и дрейф носителей тока в сильных электрических полях, рекомбинацию на глубоких примесях и оже-рекомбинацию, а также ударную ионизацию в плотной плазме. Расчет электрической схемы накачки SOS-диода основан на решении уравнений Кирхгофа.

На рис. 2, *a* приведена принципиальная схема двухконтурной накачки SOS-диода, содержащая два конденсатора C_1 и C_2 одинаковой емкости. Конденсатор C_1 , предварительно заряженный до напряжения U_0 , после замыкания ключа S^+ разряжается на конденсатор C_2 через индуктивность L^+ и прерыватель SOS (ключ S^- при этом разомкнут). Эквивалентное значение емкости в схеме для режима прямой накачки $C^+ = C_1/2$. Процесс прямой накачки прерывателя заканчивается при переходе прямого тока через нуль. В этот момент времени ключ S^+ размыкается, ключ S^- замыкается и в прерыватель начинает вводиться обратный ток от конденсатора $C^- = C_2$ через индуктивность L^- .

На рис. 2, *b* приведена типичная структура SOS-диода с глубиной залегания $p-n$ -перехода $x_p = 180 \mu\text{m}$. В структуре p^+ -область образована диффузией бора, p -область — диффузией алюминия, n - и n^+ -области — диффузией фосфора. В качестве n -базы использован электронно-легированный кремний с удельным сопротивлением $50 \Omega \cdot \text{cm}$. В расчетах использовался SOS-диод, содержащий 160 последовательно соединенных таких структур с площадью 0.24cm^2 .

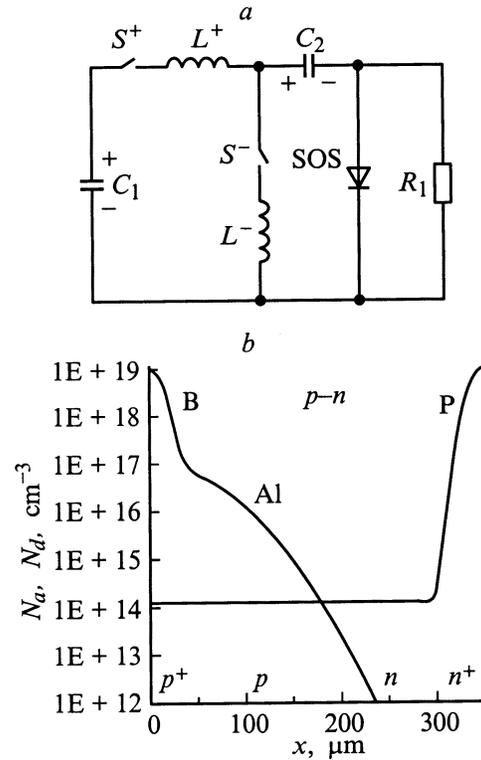


Рис. 2. Схема накачки SOS-диода (*a*) и профиль легирования его структуры (*b*).

Параметры схемы накачки при короткозамкнутом прерывателе были следующими: начальное напряжение U_0 на конденсаторе $C_1 = 32 \text{ kV}$, длительность прямой накачки $t^+ = \pi(L^+C_1/2)^{1/2} = 400 \text{ ns}$, длительность обратной накачки (равная времени разряда конденсатора C_2) $t^- = 0.5\pi(L^-C_2)^{1/2} = 100 \text{ ns}$. При этом расчетные максимальные плотности прямого и обратного тока через прерыватель составляли 2 и 8 kA/cm^2 соответственно. Сопротивление нагрузки P_l составляло 200Ω .

Полученные в результате расчета зависимости плотности тока через прерыватель $j(t)$ и напряжения на нем $U(t)$ представлены на рис. 3, *a, b*. Рассмотрим динамику электронно-дырочной плазмы в структуре последовательно на стадиях прямой накачки (временной интервал 0–3 на рис. 3), обратной накачки (3–4) и обрыва тока (4–6). При анализе результатов численного решения будем также использовать упрощенные аналитические выражения.

Прямая накачка. Во 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 характерных максимумов концентрации на

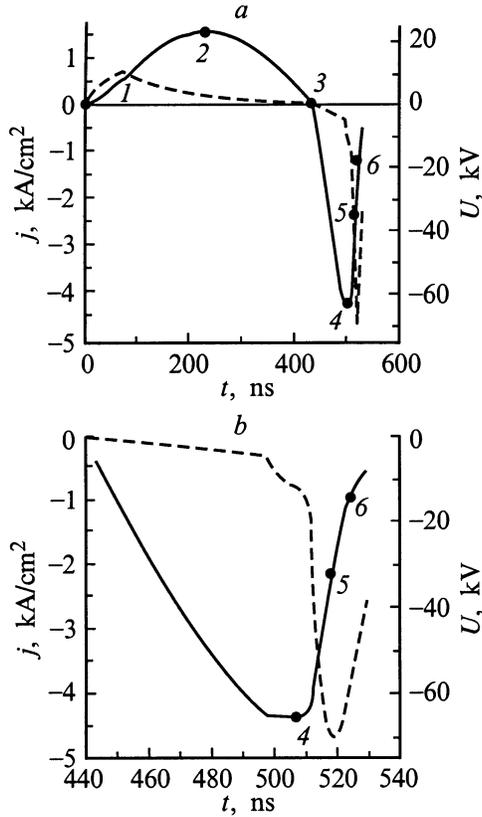


Рис. 3. Зависимость плотности тока через SOS-диод (сплошная кривая) и напряжения на нем (штриховая кривая) от времени.

границах структуры (рис. 4). Основной вклад в падение напряжения при прямом токе вносит низколегированная n -база. Рост тока происходит быстрее, чем заполнение базы плазмой, что приводит к образованию в базе области сильного электрического поля, а на осциллограмме появляется положительный всплеск напряжения (рис. 3, момент времени 1). После того как сопротивление структуры станет меньше, чем волновое сопротивление

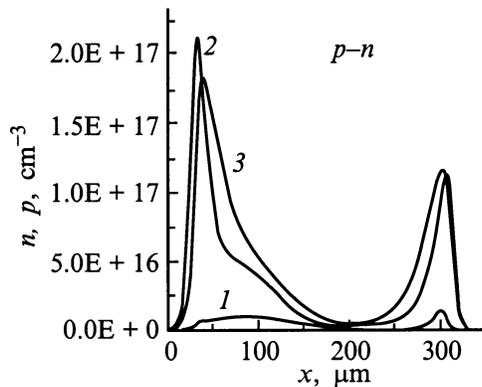


Рис. 4. Распределение концентрации электронно-дырочной плазмы в структуре на стадии прямой накачки: 1–3 — моменты времени, приведенные на рис. 3.

цепи и сопротивление нагрузки, и вплоть до образования обрыва тока, прерыватель работает в режиме генератора тока, когда ток через него определяется внешней цепью, а не свойствами самой полупроводниковой структуры.

Пренебрегая процессами диффузии и рекомбинации, а также полагая, что подвижность носителей не зависит от поля, можно записать уравнения переноса для дырок в n -области и электронов в p -области в следующем виде:

$$\dot{p} = -\frac{j(t)b}{e((b+1)p + b \cdot f)^2}(fp' - pf'),$$

$$\dot{n} = -\frac{j(t)b}{e((b+1)n - f)^2}(fn' - nf'), \quad (1)$$

где n, p — концентрации электронов и дырок; e — заряд электрона; $b = \mu_n/\mu_p$ — отношение подвижностей электронов и дырок; $f(x) = N_d(x) - N_a(x)$ — разность концентраций доноров N_d и акцепторов N_a в точке x ; $j(t)$ — плотность тока в момент времени t ; точка над функциями и штрих обозначают производные по времени и координате соответственно.

В отличие от работы [10] данные уравнения переноса решаются для произвольного вида распределения доноров и акцепторов. Частные решения уравнений (1) имеют вид

$$p(x) = \frac{b}{b+1}f\left(\left(\frac{Q(t)/b}{S_n(x)}\right)^{1/2} - 1\right),$$

$$n(x) = \frac{b}{b+1}f\left(\left(\frac{Q(t)/b}{S_p(x)}\right)^{1/2} - 1\right), \quad (2)$$

где $Q(t) = \int_0^t j(t)dt$ — заряд, прошедший через структуру к моменту времени t ;

$$S_n(x) = e \int_{x_{p-n}}^x f(x)dx \quad \text{и} \quad S_p(x) = e \int_x^{x_{p-n}} f(x)dx$$

— интегралы от $f(x)$ в n - и p -областях, взятые от точки p - n -перехода x_{p-n} до точки x .

Анализ уравнений (2) показывает, что глубина проникновения плазмы ограничена в n -области — координатой x_{nfr}

$$S_n = e \int_{x_{p-n}}^{x_{nfr}} f(x)dx = Q(t)/b,$$

в p -области — координатой x_{pfr}

$$S_p = e \int_{x_{p-n}}^{x_{pfr}} f(x)dx = Q(t)b. \quad (3)$$

Оценки, выполненные на основе соотношений (3), показывают, что дырки не успевают пройти n^+ -область, а электроны достигают границы p^+ -области и в течение

примерно 100 ps в конце прямой накачки уходят через контакт. Из формул (2), (3) можно также рассчитать заряд, накопленный в n - и p -областях,

$$Q_n(t) = e \int_{x_{p-n}}^{x_{nfr}} p(x) dx = Q(t)/(b+1),$$

$$Q_p(t) = e \int_{x_{p-n}}^{x_{pfr}} n(x) dx = Q(t)/(b+1). \quad (4)$$

Из (4) следует, что основное накопление заряда происходит в p -области структуры за счет более высокой подвижности электронов. Учет рекомбинации при численном расчете на модели приводит к уменьшению концентрации плазмы в высоколегированных слоях. Рис. 4 иллюстрирует снижение максимальной концентрации накопленной плазмы в p -области к концу прямой накачки (момент времени 3). Общие рекомбинационные потери заряда за время прямой накачки достигают 30%.

Обратная накачка. При смене полярности тока движение плазменных фронтов меняет свое направление на обратное. Вследствие обратно пропорциональной зависимости амбиполярной скорости плазмы от концентрации происходит обострение фронтов профиля плазмы. Минимальная ширина фронтов может быть оценена исходя из условия равенства диффузионного и дрейфового токов на границе фронта плазмы $\delta_n \approx D_n/V_{ns} = 0.04 \mu\text{m}$, $\delta_p \approx D_p/V_{ps} = 0.01 \mu\text{m}$, где D_n, D_p, V_{ns}, V_{ps} — коэффициенты диффузии и скорости насыщения электронов и дырок соответственно. Области за границами фронтов остаются свободными от инжектированных зарядов и перенос тока здесь осуществляется только основными носителями. Пренебрегая диффузионными членами, можно записать условие прохождения тока по этим участкам структуры в следующем виде:

$$j(t) = eN_a(x)V_p(E(x)) \quad \text{для } x < x_{pfr},$$

$$j(t) = eN_d(x)V_n(E(x)) \quad \text{для } x > x_{nfr}, \quad (5)$$

где E — электрическое поле; V_p, V_n — скорости движения дырок и электронов.

Так как амплитуда поля максимальна там, где концентрация носителей минимальна, то в точках около плазменных фронтов в p - и n -областях, а также в базе образуются отрицательные минимумы поля. При дальнейшем росте обратного тока границы плазмы продолжают смещаться вдоль профиля по направлению к базе и наступает момент, когда скорости основных носителей насыщаются

$$j(t) = eN_a(x)V_{ps}, \quad j(t) = eN_d(x)V_{ns}. \quad (6)$$

Дальнейшее прохождение обратного тока становится невозможным без генерации дополнительных носителей заряда. В связи с этим после достижения условий (6) происходит резкое увеличение напряженности поля за

фронтами плазмы, приводящее к генерации электронно-дырочных пар в результате ударной ионизации. Дополнительные носители обеспечивают прохождение тока через области с низкой концентрацией плазмы. При численном расчете оказалось, что рост поля и генерация носителей в конце процесса обратной накачки начинается сначала в n -области, а спустя 15–20 ps и в p -области. Образование сильного поля в n -области замедляет нарастание обратного тока. На зависимости обратного тока от времени появляется участок с квазипостоянным уровнем, а на прерывателе и нагрузке формируется отрицательный предимпульс напряжения (временной интервал в окрестностях точки 4 на рис. 3). Далее образуется область сильного поля в p -области и начинается процесс обрыва тока.

Стадия обрыва тока. На стадии обрыва тока в p -области полупроводниковой структуры возникает характерная область сильного поля (область лавинного пробоя) с четко выраженными границами (рис. 5). Правая граница этой области совпадает с положением фронта плазмы, а левая соответствует точке, где выполняется условие насыщения тока (6). Пробивное поле в области имеет величину около 200 kV/cm и слабо меняется на стадии обрыва тока. При этом величина перенапряжения на прерывателе тока определяется главным образом шириной пробойной области. В начале процесса обрыва

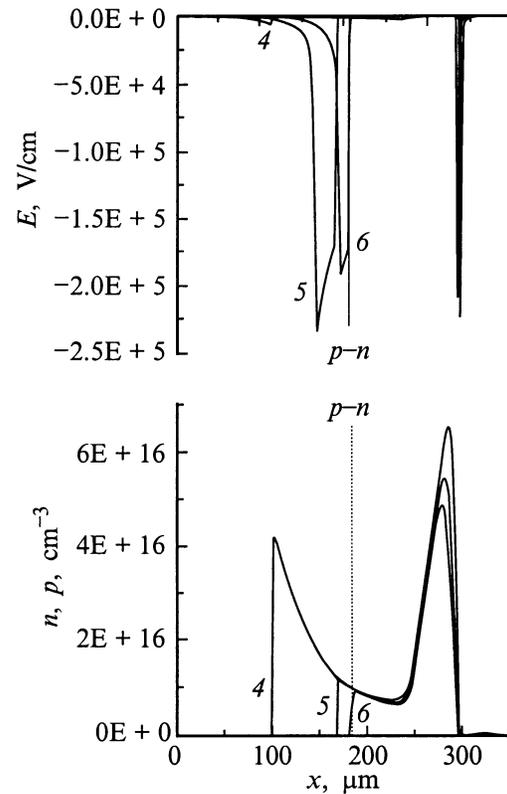


Рис. 5. Распределение концентрации электронно-дырочной плазмы и электрического поля в структуре на стадии обрыва тока: 4–6 — моменты времени, приведенные на рис. 3.

тока за счет большей скорости движения правой границы поля происходят расширение области и формирование фронта импульса напряжения на прерывателе (рис. 3, моменты времени 4, 5). Затем в интервале времени 5–6 скорости движения границ падают, причем скорость левой границы начинает превышать скорость правой, что приводит к сужению пробойной области и формированию спада напряжения на прерывателе. Рис. 6 (кривые *a, b*) иллюстрирует изменение скорости движения границ поля на стадиях обратной накачки и обрыва тока (численный расчет).

Отметим также, что характерная область пробоя на стадии обрыва тока существует и в правой части структуры вблизи $n-n^+$ -перехода (рис. 5). Однако ее существование практически не влияет на процесс обрыва тока, поскольку ширина области сильного поля здесь составляет не более нескольких μm .

Для анализа процесса обрыва тока получим упрощенные аналитические выражения для скоростей границ поля. В работе [11] был рассмотрен случай движения плазменного фронта в однородно легированной базе при значениях поля ниже пробивного. Здесь данный подход распространен на случай движения плазменного фронта вдоль неоднородно легированной области структуры с учетом лавинного размножения носителей за границей избыточной плазмы. Из закона сохранения заряда на скачке плотности, которым практически является фронт плазмы, можно оценить его скорость. Например, для p -области при условии, что за время dt фронт смещается на расстояние dx_{pfr} , можно записать

$$\Delta j_p dt = edx_{pfr} \Delta(x_{pfr}), \quad (7)$$

где $\Delta j_p = j_p|_{x_{pfr}+\delta_p} - j_p|_{x_{pfr}-\delta_p}$ — перепад тока дырок на скачке в точке x_{pfr} ; $j_p|_{x_{pfr}+\delta_p} = j/(b+1)$ — ток дырок в плазме при большом уровне инжекции; $j_p|_{x_{pfr}-\delta_p} = j - j_{pg}$ — ток дырок в области, свободной от плазмы; j_{pg} — ток дырок, полученных при генерации носителей лавинным размножением; j — полный ток; $\Delta(x_{pfr}) = p(x_{pfr}) - N_a(x_{pfr})$.

Отсюда скорость движения границы плазмы в p -области

$$V_{pfr} = \frac{dx_{pfr}}{dt} = \frac{1}{e\Delta(x_{pfr})} \left(\frac{jb}{b+1} - j_{pg} \right). \quad (8)$$

Аналогичную формулу можно получить и для скорости плазменной границы в n -области

$$V_{nfr} = \frac{dx_{nfr}}{dt} = \frac{1}{e\Delta(x_{nfr})} \left(\frac{j}{b+1} - j_{ng} \right), \quad (9)$$

где j_{ng} — ток электронов, полученных при генерации носителей лавинным размножением.

Анализ процесса обрыва тока на основе вышеприведенных аналитических выражений показал следующее. При развитии лавинном размножении почти весь ток в областях пробоя переносится генерированными носителями. Отсюда при приблизительном равенстве скоростей

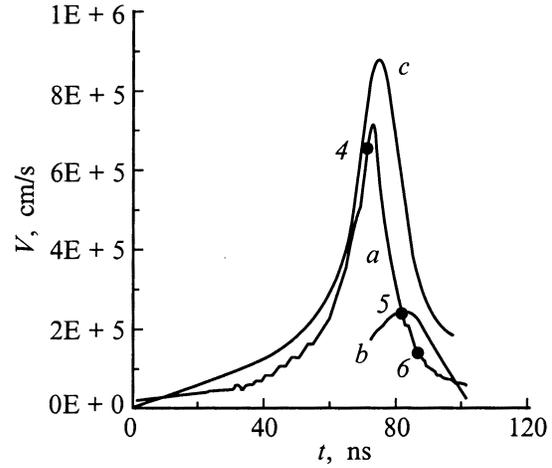


Рис. 6. Зависимости скорости движения границ области пробоя от времени: *a* — правая граница с координатой x_{pfr} (численный расчет); *b* — левая граница с координатой x_{pfr} (численный расчет); *c* — правая граница, x_{pfr} по формуле (8); 4–6 — моменты времени, приведенные на рис. 3 и 5.

насыщения электронов и дырок можно принять, что максимальное значение тока генерированных носителей у границ плазмы достигает половины полного тока. Торможение фронта плазмы в p -области током генерированных носителей приводит к уменьшению его скорости от 2 до 3 раз при $j_{pg} = j/2$, что следует из (8). Это проиллюстрировано на рис. 6, где приведены скорость движения фронта плазмы, полученная при численном решении (кривая *a*), и скорость движения фронта, рассчитанная по (8) без учета j_{pg} (кривая *c*).

Граница плазмы в n -области при $j_{ng} = j/b + 1$ останавливается (9). При условии $j_{ng} = j/b + 1$ и экспоненциальном характере распределения доноров оценка максимальной ширины области пробоя в окрестности точки x_{nfr} дает величину около $3 \mu\text{m}$, что согласуется с результатами численного решения.

Таким образом, процесс обрыва тока и связанный с ним рост напряжения на структуре определяются динамикой области пробоя вблизи точки x_{pfr} , расположенной в p -области. Ширина этой области оценивается как $W_p = x_{pfr} - x_{ppr}$, где x_{pr} — точка, координаты которой соответствуют левой границе области пробоя и определяются условием насыщения скорости (6): $j(t) = eV_{ps}N_a(x_{ppr})$. Поэтому скорость движения точки x_{ppr} вдоль p -области определяется скоростью изменения обратного тока и видом зависимости $N_a(x)$ исходного профиля легирования структуры. Скорость движения точки x_{pfr} , связанной с правой границей области сильного поля, определяется величиной тока и концентрацией инжектированных носителей на фронте плазмы (8). В начале обрыва тока $x_{pfr} = x_{ppr}$, затем, пока скорость правой границы x_{pfr} превышает скорость левой границы x_{ppr} , происходят расширение области сильного поля и рост напряжения. При этом максимальная ширина

области достигается в момент равенства скоростей левой и правой границ (момент времени 5 на рис. 3, 5 и 6), что также соответствует максимуму обратного напряжения на структуре. Следующий за этим спад напряжения на структуре (момент времени 6 на рис. 3, 5 и 6) обусловлен сужением области пробоя за счет более высокой скорости движения точки x_{pfr} .

Влияние ширины p -области на процесс отключения тока

Для исследования влияния глубины залегания p - n -перехода x_p на процесс обрыва тока для численного расчета на модели были взяты полупроводниковые структуры, приведенные на рис. 2, *b*. Структуры отличались величиной x_p , которая варьировалась от 100 до 200 μm с шагом 20 μm . Остальные параметры структуры и схемы накачки оставались неизменными. Результаты расчетов приведены на рис. 7, 8.

Анализ процессов динамики электронно-дырочной плазмы в структуре при различных x_p показал, что увеличение глубины диффузии алюминия при прочих равных условиях обуславливает возрастание скорости движения концентрационного фронта V_{pfr} , избыточной плазмы вдоль p -области на стадии обратной накачки (рис. 7). Данное обстоятельство объясняется соотношением (8), из которого следует, что величина V_{pfr} пропорциональна плотности тока j и обратно пропорциональна концентрации избыточной плазмы на фронте $\Delta(x_{pfr})$. Увеличение глубины диффузии приводит к следующему. Во-первых, снижаются потери энергии в структуре на стадии прямой накачки за счет укорочения длины низколегированной базы. Это выражается в уменьшении амплитуды положительного предымпульса (рис. 3, момент времени 1) и увеличении прямого тока,

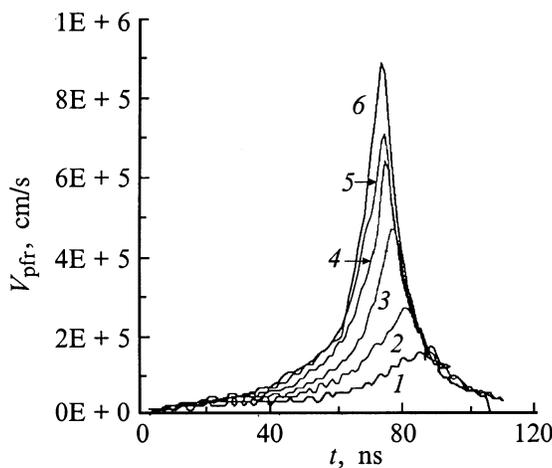


Рис. 7. Зависимости скорости движения фронта плазмы в p -области от времени на стадиях обратной накачки и обрыва тока. Глубина диффузии алюминия x_p , μm : 1 — 100, 2 — 120, 3 — 140, 4 — 160, 5 — 180, 6 — 200.

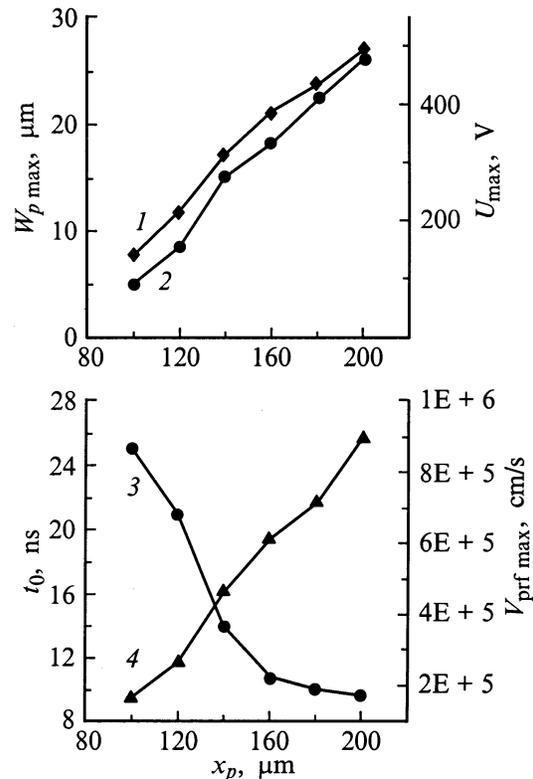


Рис. 8. Зависимости максимального напряжения на одной структуре U_{max} (1), максимальной ширины области сильного поля $W_{p\text{max}}$ (2), времени обрыва тока t_0 (3) и максимальной скорости движения фронта плазмы $V_{pfr\text{max}}$ (4) от глубины диффузии алюминия x_p .

который определяет зарядное напряжение на конденсаторе обратной накачки C_2 . Большее напряжение на конденсаторе C_2 приводит к увеличению плотности обратного тока. Во-вторых, на стадии прямой накачки, когда происходит накопление заряда в p -области структуры, снижается средняя величина концентрации избыточной плазмы, поскольку один и тот же накопленный заряд в этом случае распределен по большей толщине p -слоя. В частности, этот факт следует из (2), где увеличению значений x_p соответствует увеличение интеграла $S_p(x)$ и снижение концентрации электронов $n(x)$ в p -области структуры. Перечисленные факторы приводят к тому, что максимальное значение скорости фронта плазмы $V_{pfr\text{max}}$, реализуемое перед началом процесса обрыва тока, увеличивается от 5 до 7 раз при изменении глубины диффузии от 100 до 200 μm (рис. 8, кривая 4).

Средняя величина электрического поля в области пробоя практически не зависит от x_p и составляет около 200 kV/cm . В связи с этим коммутационные характеристики структуры как прерывателя тока определяются шириной области сильного поля и скоростью ее расширения на стадии обрыва тока. Более высокое значение скорости движения фронта плазмы перед обрывом тока в структурах с увеличенным значением x_p обуславливает

увеличение как ширины области сильного поля, так и напряжения на структуре (рис. 8, кривые 1 и 2). При изменении x_p от 100 до 200 μm максимальное значение ширины области сильного поля возрастает от 5 до 26 μm , а напряжение увеличивается от 130 до 500 V на структуре. Время обрыва тока, определяемое по уровню 0.1–0.9 от амплитуды обратного тока, с ростом x_p уменьшается от 25 до 9 ns (рис. 8, кривая 3).

Выводы

Анализ процессов динамики электронно-дырочной плазмы в полупроводниковых структурах с широкой p -областью при плотностях тока и длительностях импульсной накачки, характерных для SOS-эффекта, показал следующее:

1. Обрыв тока определяется процессами, происходящими в узкой высоколегированной p -области структуры, свободной от избыточной плазмы, носит динамический характер и не связан с образованием протяженного в пространстве объемного заряда из-за процессов интенсивного лавинного размножения носителей в сильном электрическом поле. Процесс обрыва тока завершается до момента выхода границы избыточной плазмы в плоскость p - n -перехода. К моменту завершения процесса обрыва тока в центральной части базы остается электронно-дырочная плазма, концентрация которой примерно на 2 порядка превышает уровень легирования базы. По этой причине существование p - n -перехода не сказывается на процессе обрыва тока.

2. Сверхжесткий режим восстановления SOS-диода (малое время обрыва тока и большое перенапряжение), имеющего в отличие от обычных выпрямительных диодов увеличенную протяженность p -области, обусловлен динамикой набора скорости концентрационным фронтом избыточной плазмы, движущимся вдоль p -области на стадии обратной накачки. Увеличение глубины диффузии алюминия x_p (ширины p -области) от 100 до 200 μm приводит к возрастанию этой скорости в 5–7 раз. Более высокая скорость движения фронта плазмы снижает время образования области сильного поля и увеличивает ширину этой области, что в конечном счете приводит к снижению времени обрыва тока и увеличению перенапряжения на диоде.

Список литературы

- [1] Kotov Yu.A., Mesyats G.A., Rukin S.N. et al. // IX IEEE Intern. Pulsed Power Conf. Albuquerque (USA), 1993. Vol. 1. P. 134–139.
- [2] Дарзбек С.А., Котов Ю.А., Месяц Г.А., Рукин С.Н. // ДАН. 1994. Т. 334. № 3. С. 304–306.
- [3] Mesyats G.A., Rukin S.N., Lyubutin S.K. et al. // X IEEE Intern. Pulsed Power Conf. Albuquerque (USA), 1995. Vol. 1. P. 298–305.
- [4] Darznek S.A., Mesyats G.A., Rukin S.N., Tsiranov S.N. // XI Intern. Conf. on High-Rower Particle Beams "BEAMS'96". Prague: Institute of Plasma Physics, 1996. Vol. 2. P. 1241–1244.
- [5] Дарзбек С.А., Месяц Г.А., Рукин С.Н. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 10. С. 64–70.
- [6] Lyubutin S.K., Mesyats G.A., Rukin S.N. et al. // XI Intern. Conf. on High-Rower Particle Beams "BEAMS'96". Prague: Institute of Plasma Physics, 1996. Vol. 1. P. 135–138.
- [7] Lyubutin S.K., Mesyats G.A., Rukin S.N., Slovikovskii B.G. // XI IEEE Intern. Pulsed Power Conf. Baltimore (USA), 1997. Vol. 2. P. 992–998.
- [8] Любутин С.К., Месяц Г.А., Рукин С.Н., Словиковский Б.Г. // ДАН. 1998. Т. 360. № 4. С. 477–479.
- [9] Потанчук В.А., Мешиков О.М. // Электротехника. 1996. № 12. С. 12–16.
- [10] Тучкевич В.М., Грехов И.В. Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами. Л.: Наука, 1988. 117 с.
- [11] Benda H., Spenke E. // Proc. IEEE. 1967. Vol. 55. N 8. P. 1331–1354.