

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Полупроводниковые наносекундные диоды для размыкания больших токов

И.В. Грехов, Г.А. Месяц

Разработка полупроводниковых нано- и субнаносекундных размыкателей больших токов необходима для развития современных исследований в области экспериментальной физики, а также радиоэлектроники. Разработка таких размыкателей крайне важна для увеличения мощности (до 10^{10} Вт) и частоты следования (до 10^4 Гц) импульсных устройств. Главное внимание в обзоре уделено двум типам кремниевых диодов. Это дрейфовый диод с резким восстановлением (ДДРВ) и SOS-диоды. Первые позволяют получать плотность тока до 10^2 А см $^{-2}$ и обрываемую мощность до 10^8 Вт. Вторые, соответственно, до 10^5 А см $^{-2}$ и 10^{10} Вт. Рассмотрена также возможность использования в качестве базового материала не только монокристаллического кремния, как в ДДРВ и SOS-диодах, но и монокристаллического карбида кремния SiC.

PACS numbers: 84.70.+p, 85.30.-z, 85.30.Kk

Содержание

1. Введение (735).
2. Общие сведения о полупроводниковых размыкителях тока (736).
3. Дрейфовый диод с резким восстановлением (737).
4. SOS-диоды (740).
5. Размыкатели тока на основе карбида кремния SiC (742).
6. Заключение (743).

Список литературы (744).

1. Введение

Нано- и субнаносекундные электрические импульсы пиковой мощностью от мегаватт до тераватт используются в целом ряде областей самой современной техники, таких как релятивистская СВЧ-электроника, сверхширокополосная радиолокация, электромагнитное противодействие, исследование электромагнитной совместимости сложных систем, подземная радиолокация, системы питания лазеров и ускорителей и т.п. Мощные короткие импульсы используются также и в целом ряде направлений современной экспериментальной физики, например, в области управляемого термоядерного син-

теза и в других крупномасштабных физических экспериментах [1].

Для генерирования мощных наносекундных импульсов имеются два подхода, различающихся по способу накопления энергии — накопление в емкостных накопителях (малоиндуктивные конденсаторы и формирующие линии) с последующей передачей энергии в нагрузку через замыкающий ключ и накопление в магнитном поле индуктивного контура с током; в последнем случае для передачи энергии в нагрузку необходимо осуществить наносекундное размыкание большого тока. Второй метод представляет очень большой интерес для мощной импульсной техники, поскольку плотность запасаемой энергии в индуктивных накопителях на полтора-два порядка больше, чем в емкостных, существенно меньше стоимость накопителей и, что тоже существенно, импульсное напряжение на нагрузке при обрыве тока может быть значительно выше, чем напряжение на предварительных ступенях формирования импульса. Однако быстрый обрыв больших токов, когда требуется размыкать токи в десятки килоампер при импульсном напряжении мегавольтного уровня, является значительно более сложным, чем быстрое замыкание.

На стадии лабораторных экспериментов эта проблема обычно решается с помощью плазменных размыкателей сnano- и микросекундной накачкой, инжекционных тиатронов и взрывающихся проволочек. Однако для реального применения, особенно в области промышленных технологий, такая элементная база не может быть использована — в основном из-за малого срока службы размыкателей, нестабильности срабатывания и невозможности их использования в импульсно-периодическом режиме.

В принципе для этих целей желательно было бы использовать полупроводниковые приборы с их практи-

И.В. Грехов. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26,
Российская Федерация
Тел./Факс (812) 247-91-23
E-mail: gtrekhov@mail.ioffe.ru
Г.А. Месяц. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Ленинский просп. 53, Российская Федерация
Тел. (095) 135-24-30. Факс (095) 952-50-81
E-mail: mesyats@nsc.gpi.ru

Статья поступила 28 января 2005 г.

чески неограниченным сроком службы и высокой стабильностью, однако сочетание наносекундного времени размыкания и гигаваттной импульсной мощности для полупроводниковых устройств является задачей весьма нетривиальной.

2. Общие сведения о полупроводниковых размыкательях тока

Из обычных приборов, выпускаемых промышленностью, размыкание тока за время порядка 10 нс может быть осуществлено в специальных типах полевых транзисторов. Такой транзистор представляет собой, по сути, силовую интегральную схему из сотен тысяч параллельно работающих микротранзисторов с характерным размером 10–15 мкм. Рабочее напряжение прибора — несколько сотен вольт, ток — десятки ампер, и для создания импульса мощностью, скажем, 50 МВт размыкатель должен состоять из 10^4 транзисторов. Из-за очевидной сложности и высокой стоимости таких систем вопрос об их создании даже не обсуждался.

Самым простым полупроводниковым размыкателем тока является обычный p^+nn^+ -диод. При прохождении через него тока в проводящем направлении слаболегированная n -база заполняется электронно-дырочной плазмой вследствие инжекции электронов и дырок через потенциальные барьеры p^+n - и p^+n -переходов. Затем через диод пропускается импульс обратного тока (минус на p^+ -контакте), при этом дырки из плазмы вытягиваются внешним полем через p^+ , а электроны — через n^+ -контакты. Пока концентрация дырок у p^+n -перехода превышает равновесную, через диод протекает постоянный ток, ограничиваемый сопротивлением нагрузки — это фаза высокой обратной проводимости (ВОП). Затем начинает формироваться область объемного заряда (ООЗ), граница которой смещается от p^+n -перехода в n -базу, напряжение на приборе возрастает, а ток в цепи уменьшается — это фаза восстановления обратного сопротивления (ВОС). Проблема, по сути, заключается в том, как сделать этот процесс достаточно быстрым.

Впервые субнаносекундный полупроводниковый размыкатель был создан еще в 50-х годах прошлого века — это был так называемый диод с накоплением заряда (ДНЗ) (см., например, [2, 3]). Конструктивно этот прибор чрезвычайно прост: в пластине кремния n -типа проводимости, благодаря диффузии бора с поверхности, создается p^+n -переход и базовая область с резким градиентом концентрации, т.е. с сильным встроенным электрическим полем. При протекании прямого тока инжектируемые этим переходом дырки при малом уровне инжекции тормозятся встроенным полем вблизи инжектора. Затем через диод пропускается быстро нарастающий импульс обратного тока, накопленные дырки почти полностью выводятся на стадии высокой обратной проводимости, после чего ток через диод резко, за 10^{-9} – 10^{-10} с, обрывается, переходя в подключенную параллельно диоду нагрузку. ДНЗ, безусловно, предельно простой размыкатель с очень хорошим быстродействием, но напряжение лавинного пробоя такого p^+n -перехода с высоколегированной базой лежит в пределах 10–50 В, а рабочий ток составляет сотни миллиампер, что совершенно недостаточно для создания генераторов мощных высоковольтных импульсов.

Вообще говоря, самый обычный мощный высоковольтный полупроводниковый диод тоже является размыкателем тока при переключении из прямого на обратное смещение, причем размыкаемая мощность единичного прибора может быть очень большой — несколько мегаватт, но в обычных условиях длительность процесса размыкания лежит не в нано-, а в микросекундном диапазоне. Физика этого процесса в условиях высокой плотности обратного тока была детально рассмотрена в классической работе Benda и Spenke [4] еще в 1967 г., и хотя накопление электронно-дырочной плазмы в n -базе p^+nn^+ -структуре при прямом смещении рассчитывалось без учета всех нелинейных эффектов, а процесс восстановления p^+n -перехода при протекании большого обратного тока рассчитывался с рядом нереальных приближений (постоянство во времени обратного тока, независимость подвижности носителей от поля и др.), основные физические особенности процесса были определены очень четко. Прежде всего, было показано, что спад до равновесного значения концентрации носителей у блокирующего p^+n -перехода и начало формирования там области объемного заряда не приводят к резкому спаду обратного тока, если на границе ООЗ имеется область, заполненная электронно-дырочной плазмой; характер спада обратного тока контролируется процессами "рассасывания" плазмы именно в этой области. Расчетная форма распределения плазмы при высоком уровне инжекции в n -базе кремниевой p^+nn^+ -структуре при протекании прямого тока j_F и затем обратного тока j_R при соотношении $j_R = 10j_F$ показана на рис. 1. Видно, что плазменный "резервуар" на границе ООЗ (левая часть структуры) существует длительное время, определяя медленный спад обратного тока и затягивая процесс выключения. Несимметричность распределения плазмы при протекании прямого тока и большая скорость процесса восстановления у левой границы, в сторону которой вытягиваются внешним полем дырки, связаны с тем, что в кремнии подвижность дырок втрое меньше подвижности электронов, $\mu_n = 3\mu_p$.

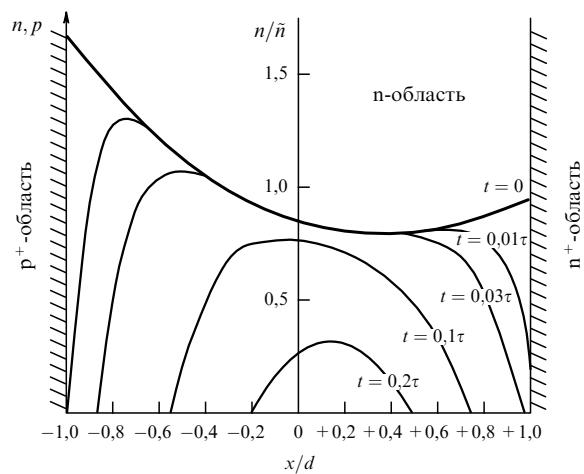


Рис. 1. Форма распределения электронно-дырочной плазмы в n -базе кремниевой p^+nn^+ -структуре при протекании постоянного прямого тока j_F ($t = 0$) и затем при протекании обратного тока $j_R = 10j_F$. Толщина n -базы d равна амбиполярной диффузии $L = \sqrt{D\tau}$, где D — коэффициент амбиполярной диффузии, τ — время жизни носителей в n -базе при высоком уровне инжекции; \bar{n} — средняя концентрация плазмы.

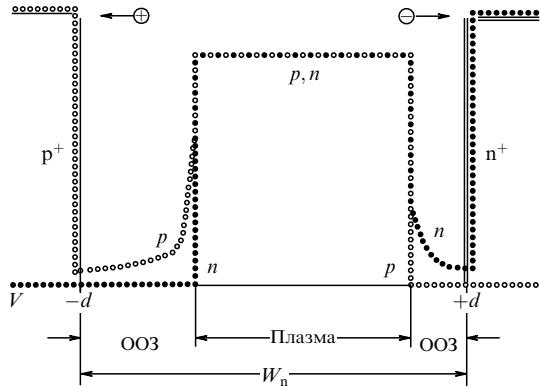


Рис. 2. Схематическое изображение распределения носителей и образование плазменных фронтов в n-базе с толщиной W_n при протекании большого обратного тока $j_R = 10j_F$ в p^+nn^+ -структуре. OOЗ — область объемного заряда.

Упрощенная картина движения плазменных фронтов при протекании обратного тока после появления ООЗ, соответствующая рассмотрению в работе [4], приведена на рис. 2. Фронты здесь полагаются резкими, а концентрация плазмы — постоянной по координате. Обычно средняя концентрация \tilde{n} плазмы достаточно велика ($10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и время релаксации нарушения нейтральности в ней мало (10^{-12} с), поэтому процессы выноса дырок влево и электронов вправо жестко взаимосвязаны. Было показано, что в этих условиях скорость движения левой границы

$$V_1 = \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p} \frac{j_R}{q\tilde{n}},$$

а правой

$$V_r = \frac{\mu_p}{\mu_n + \mu_p} \frac{j_R}{q\tilde{n}}$$

и в кремниевом диоде, где $\mu_n = 3\mu_p$, левая граница движется втрое быстрее. Если плотность обратного тока $j_R \gg qn_0 V_s$ (n_0 — концентрация равновесных электронов в n-базе, а V_s — их насыщенная скорость), то поле в ООЗ справа и слева контролируется зарядом летящих носителей, т.е. зависит от плотности тока.

В принципе, такой уровень понимания процесса восстановления мощного диода при большой плотности обратного тока уже тогда позволял сформулировать основные принципы создания мощного наносекундного диодного размыкателя, однако это сделано не было. Причиной был, скорее всего, недостаточный уровень развития мощной полупроводниковой импульсной техники того времени в целом; в этом смысле работа [4] значительно опередила свое время.

3. Дрейфовый диод с резким восстановлением

Целенаправленная работа по созданию мощного диодного наносекундного размыкателя была проведена в начале 80-х годов прошлого века в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН (ФТИ РАН). Толчком послужили результаты работы [5], в которой исследовалась возможность создания высоковольтного силового

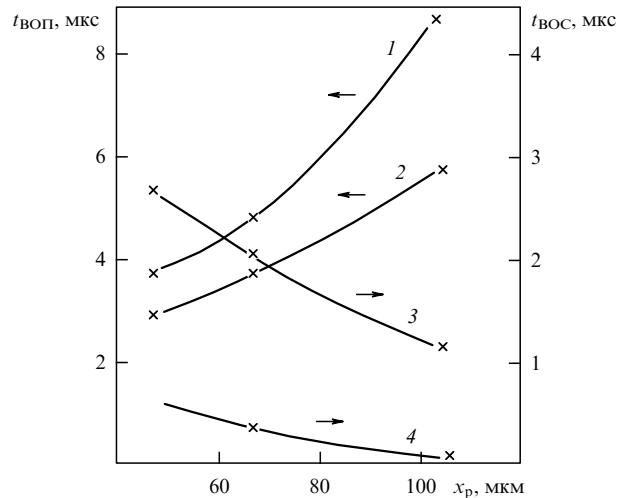


Рис. 3. Зависимость t_{BOP} (1, 2) и t_{BOC} (3, 4) от глубины залегания р-перехода x_p . Параметры диодов: удельное сопротивление базы $\rho_{W_n} = 50 \text{ Ом см}$, толщина базы $W_n = 100 \text{ мкм}$, время жизни носителей $\tau_p = 20 \text{ мкс}$. Режим измерений: плотности прямого и обратного тока равны, $j_F = j_R$; длительность импульса $t_F = 100 \text{ мкс}$; 1, 3 — $j_F = 1 \text{ А см}^{-2}$; 2, 4 — $j_F = 10 \text{ А см}^{-2}$, обратное напряжение $U_R = 10 \text{ В}$.

ДНЗ и было показано, в частности, что длительность фазы ВОП увеличивается, а фазы ВОС уменьшается до величины меньше 0,1 мкс по мере увеличения глубины залегания диффузационного p^+n -перехода (рис. 3). Здесь следует отметить, что диоды в этой работе были сделаны по технологии, специально разработанной ранее в СССР [6] для силового полупроводникового приборостроения.

Основной особенностью технологии является то, что глубокие p^+n -переходы изготавливаются с помощью совместной диффузии в воздушной среде бора и алюминия из их окислов. Поверхностная концентрация Al в этом процессе имеет строго определенную величину $(5-7) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, и поэтому диффузионный слой состоит из двух областей: сильно легированной ($\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$) "борной" p^+ -области глубиной 10–20 мкм и протяженной (80–120 мкм), относительно слабо легированной "алюминиевой" области с плавно уменьшающимся градиентом концентрации примеси. Шокли-ридовское время жизни неосновных носителей τ_n в этой области, которое, согласно [7], уменьшается с ростом концентрации основных носителей p как

$$\tau_n = \tau_{n0} \left(1 + \frac{p}{p_k}\right)^{-1},$$

имеет величину порядка десятка микросекунд (здесь τ_{n0} — время жизни в слабо легированном материале, а $p_k \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ — экспериментально определенное значение граничной концентрации). Поэтому при протекании прямого тока через такой p^+pn^+ -диод р-область оказывается "залитой" электронно-дырочной плазмой. При переключении происходит быстрое уменьшение концентрации плазмы у p^+p -перехода, однако, в отличие от ситуации с резким p^+n -переходом, это не приводит к образованию ООЗ, поскольку в проведении тока участвуют основные носители р-слоя. Плазменный фронт перемещается по р-слою в сторону рn-перехода, и лишь при приближении к нему этого фронта начинает формироваться ООЗ и уменьшаться обратный ток. Таким

образом, согласно [5], увеличение глубины p^+pn -перехода приводит к увеличению длительности фазы ВОП и уменьшению длительности ВОС, поскольку к моменту образования ООЗ значительная часть заряда оказывается выведенной из диода. Именно такая конструкция p^+pn -перехода в дальнейшем использовалась во всех мощных наносекундных диодных размыкателях.

Как уже отмечалось выше, присутствие электронно-дырочной плазмы у границы расширяющейся ООЗ тормозит процесс расширения, т.е. уменьшает скорость нарастания напряжения на диоде и затягивает спад тока. Поэтому, согласно современным представлениям, процесс восстановления должен протекать так, чтобы плазменный фронт, движущийся по p -области от p^+pn -к pn -переходу, и фронт, движущийся по n -базе от n^+n -к pn -переходу, встретились точно в плоскости pn -перехода. В этом и только в этом случае протекание обратного тока и расширение ООЗ будет происходить за счет быстрого движения только основных носителей в противоположных направлениях от pn -перехода.

Однако только конструктивными мерами это осуществить довольно сложно. Так, если конструировать прибор с рабочим напряжением, например, 1,7 кВ на основе кремния n -типа проводимости, обычно используемого для мощных приборов, то максимальная ширина ООЗ и, следовательно, толщина n -базы должна быть более 140 мкм, а толщина p -области, выполненной диффузионным методом, не может быть больше, чем 100–120 мкм. Тогда при более или менее однородном распределении плазмы в p - и n -областях прибора встреча фронтов произойдет в n -базе (поскольку скорость движения фронта в p -области втрое больше), и обрыв тока будет довольно медленным. В работах [8, 9] было впервые показано, что наносекундный обрыв тока в кремниевом p^+pn^+ -диоде можно осуществить, если сделать длительность импульса прямого тока достаточно малой для того, чтобы большая часть общего количества введенной плазмы была сосредоточена в p -области.

Основной экспериментальный результат этих работ приведен на рис. 4. Через образец проходил импульс прямого тока I_F с амплитудой 3 А и длительностью t_F , регулируемой в диапазоне от 0,4 до 1,2 мкс, а затем

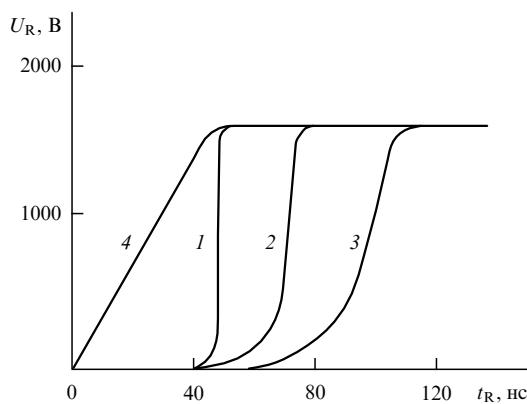


Рис. 4. Нарастание напряжения на диоде в процессе восстановления после протекания прямого тока. Параметры режима: прямой ток $j_F = 15 \text{ A cm}^{-2}$, обратный ток $j_R = 100 \text{ A cm}^{-2}$. 4 — форма прикладываемого импульса обратного напряжения U_R ($j_F = 0$). Длительность импульса: 1 — $t_F = 0,4 \text{ мкс}$, 2 — $t_F = 0,8 \text{ мкс}$, 3 — $t_F = 1,2 \text{ мкс}$.

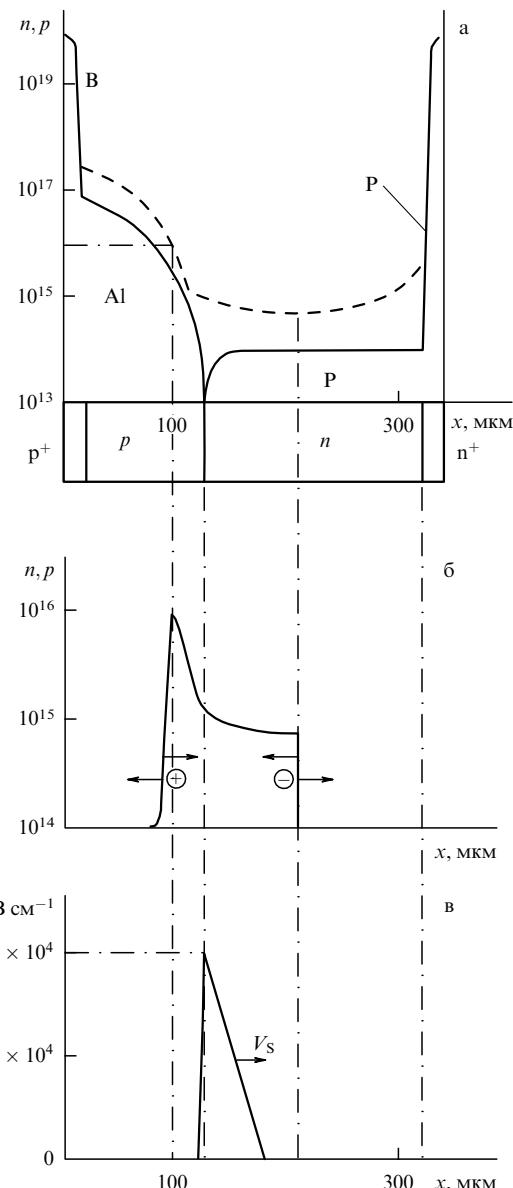


Рис. 5. (а) Конструкция полупроводниковой структуры; штриховой линией показано распределение плазмы после протекания короткого импульса прямого тока. (б) Движение плазменных фронтов при протекании импульса обратного тока. (в) Образование ООЗ после склонивания фронтов.

прикладывался импульс обратного напряжения, нарастающий до 1,7 кВ за 40 нс (кривая 4, $I_F = 0$). Хорошо видно, как по мере уменьшения t_F сокращается время нарастания напряжения на диоде вплоть до ~ 2 нс при $t_F = 400$ нс. Происходящие при этом процессы схематически показаны на рис. 5, взятом из работы [10]. Исследованные p^+pn^+ -структурь (рис. 5а) изготовлены посредством совместной диффузии Al и B в n -Si с концентрацией доноров 10^{14} см^{-3} ; глубина pn -перехода 120 мкм, толщина p^+ -слоя 50 мкм, толщина n -базы 200 мкм, рабочая площадь $0,3 \text{ см}^2$. n^+ -область изготовлена с помощью диффузии фосфора на глубину 50 мкм. Форма распределения плазмы при накачке коротким (400 нс) импульсом тока показана на рис. 5а штриховой линией. Вблизи p^+ -слоя формируется тонкий слой электронно-дырочной плазмы с концентрацией порядка 10^{17} см^{-3} , толщина которого возрастает вследствие

амбиполярной диффузии как $\sqrt{Dt_F}$, где D — коэффициент амбиполярной диффузии. Перед этим слоем образуется концентрационная волна, фронт которой в условиях биполярного дрейфа (при концентрации $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$) быстро перемещается к n^+ -слою.

В результате формируется резко неоднородное распределение — большая часть ($\sim 75\%$) плазмы сосредоточена в p -слое. Когда через прибор проходит быстро нарастающий импульс обратного тока, фронт концентрационной волны быстро движется в обратную сторону от n^+ -слоя к $p-n$ -переходу (рис. 5б). Одновременно вблизи p^+p -перехода концентрация плазмы уменьшается из-за выноса дырок влево, и образовавшийся концентрационный фронт движется по p -слою вправо к $p-n$ -переходу. Соотношения между параметрами импульсов прямого и обратного тока для конкретной конструкции p^+pnn^+ -структуры выбираются так, чтобы фронты встретились в окрестности $p-n$ -перехода. Начиная с этого момента в диоде уже нет плазмы, а протекание обратного тока осуществляется за счет перемещения основных носителей в противоположных направлениях от $p-n$ -перехода (рис. 5в). При этом вблизи $p-n$ -перехода образуется ОЗ, напряжение на диоде резко возрастает, а ток через него обрывается. Скорость этого процесса определяется в основном скоростью перемещения границы ОЗ в n -базе. Поэтому параметры режима обычно выбираются так, чтобы в момент встречи фронтов плотность обратного тока j_R достигла величины $j_S \approx qn_0V_S$ и в начале процесса обрыва граница перемещалась с предельно возможной — насыщенной — скоростью $V_S = 10^7 \text{ см с}^{-1}$. Это положение очень существенно: при $j_R > j_S$ нарушается электронейтральность в n -слое за задним фронтом концентрационной волны, что приводит к появлению "пьедестала" на формирующемся импульсе напряжения и увеличению коммутационных потерь, а при $j_R \ll j_S$ уменьшается коммутируемая мощность и возрастает время обрыва тока t_{off} . Обычно в импульсных системах $j_R \approx 0,8j_S$, а предельно малое время коммутации $t_{off} \approx W_{OZ}/V_S$, где W_{OZ} — ширина области объемного заряда при рабочем напряжении U_b на приборе. Так, например, для диодов, исследованных в [8, 9], $U_b = 1,7 \text{ кВ}$, $W_{OZ} = 150 \text{ мкм}$, $t_{off} \geq 1,5 \text{ нс}$ и $j_R \approx 130 \text{ А см}^{-2}$.

Процесс накопления плазмы при протекании тока через диод изучен достаточно подробно. Фундаментальным процессом, ограничивающим предельно возможную концентрацию плазмы в кремнии, является оже-рекомбинация [11, 12], из-за которой $\tau_{n,p}$ резко снижается с ростом концентрации от $\sim 7 \times 10^{-5} \text{ с}$ при $n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до 10^{-9} с при $n \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Еще более существенным ограничением является то, что кремниевые p^+p - и n^+n -гомопереходы являются далеко не идеальными инжекторами дырок и электронов. С ростом плотности тока коэффициент инжекции снижается из-за ухода неравновесных носителей через потенциальные барьеры в высоколегированные p^+ - и n^+ -слои с очень высокой скоростью рекомбинации. Поток через барьер примерно пропорционален квадрату концентрации плазмы, что ограничивает возможность увеличения количества накопленной плазмы в диоде путем увеличения плотности прямого тока [13]. Обычно эта плотность составляет $30-50 \text{ А см}^{-2}$, а накопленный заряд в плазме при длительности импульса, например, 400 нс равен $(10-15) \times 10^{-6} \text{ Кл см}^{-2}$. Тогда при линейном нараст-

ании импульса обратного тока требуемая рабочая плотность его ($\sim 200 \text{ А см}^{-2}$) будет достигнута за $100-150 \text{ нс}$, после чего ток оборвется, так как плазма будет полностью выведена из диода. На практике из-за различного рода потерь заряда это время должно быть существенно меньше. Описанный выше прибор был назван дрейфовым диодом с резким восстановлением (ДДРВ).

Диапазон рабочих напряжений ДДРВ обычно лежит в пределах от 500 до 1700 В, что соответствует уровню легирования исходного кремния n_0 от 10^{15} см^{-3} до 10^{14} см^{-3} и предельному быстродействию от $\sim 0,6$ до $\sim 2 \text{ нс}$; при большем уровне n_0 затрудняется процесс получения глубоких диффузионных $p-n$ -переходов с малой поверхностной концентрацией примеси, а при $n_0 < 10^{14} \text{ см}^{-3}$ падение напряжения на n -базе после прохождения заднего фронта концентрационной волны становится слишком большим. Оказалось, что, несмотря на сравнительно малое рабочее напряжение единичных приборов, создание на их основе высоковольтных — на сотни киловольт — сборок не является серьезной проблемой. Поскольку высокое напряжение прикладывается к прибору только в процессе обрыва тока, т.е. на несколько наносекунд, в течение которых поверхностный пробой не успевает развиться, то нет необходимости ни в делителях напряжения, ни в специальной конструкции краевого контура прибора, что значительно упрощает конструкцию сборок.

Принципиально важное значение для генерации высоковольтных наносекундных импульсов имеет синхронность процесса восстановления большого количества диодов, соединенных последовательно. Разумеется, амплитуда и длительность импульса прямого тока, а также скорость нарастания импульса обратного тока автоматически являются строго одинаковыми для всех диодов сборки, однако общее количество плазмы, введенной в p - и n -области импульсом прямого тока, и форма ее распределения, в принципе, могут отличаться от диода к диоду из-за разброса времени жизни носителей в p - и n -слоях. Это может привести к рассогласованию восстановления диодов во времени, и суммарный процесс обрыва тока замедлится. Оказалось, однако, что разработанные технологические процессы обеспечивают достаточную воспроизводимость этих параметров для получения наносекундного обрыва тока в сборке, поскольку длительность импульса прямого тока (сотни наносекунд) много меньше среднего времени жизни $\tau_{n,p}$ неравновесных носителей в p - и n -слоях, а коэффициент инжекции p^+p -перехода практически одинаков у всех приборов.

Амплитуда импульса обратного тока единичного элемента ДДРВ может быть очень большой, поскольку простота технологии позволяет изготавливать приборы на кремниевых пластинках любых диаметров, используемых в промышленности (до 125 мм). Однако эксперименты показывают, что на пластинах диаметром более 25 мм длительность процесса обрыва тока возрастает с увеличением диаметра. Предполагается, что это связано со скрин-эффектом, но целенаправленных исследований этой проблемы проведено не было. Рабочая площадь прибора на пластине диаметром 25 мм равна $\sim 4 \text{ см}^2$, т.е. при $j_R = 200 \text{ А см}^{-2}$ амплитуда импульса составляет 800 А, а импульсная мощность равна 1,2 МВт при рабочем напряжении 1,5 кВ. Из таких приборов, поскольку их легко соединять последовательно и параллельно, можно



Рис. 6. Генератор мощных наносекундных импульсов. Импульсное напряжение 70 кВ, ток в импульсе 3 кА, скорость нарастания 3–5 нс, энергия в импульсе 2 Дж, частота повторения до 2 кГц.

создавать генераторы наносекундных импульсов большой мощности. Появление ДДРВ в 1983–1985 гг. привело к радикальным изменениям в мощной полупроводниковой импульсной технике — генераторы наносекундных импульсов мощностью в десятки мегаватт, работающие на частотах в сотни герц, стали вполне обычной аппаратурой. Например, в [14] описан генератор импульсов с мощностью 64 МВт (80 кВ, 0,8 кА), временем нарастания импульса 0,8 нс и частотой повторения 1 кГц. На рисунке 6 показан генератор, разработанный во ФТИ РАН для экспериментов по очистке биогаза импульсным коронным разрядом [15]. Рабочая частота ДДРВ-сборок, в принципе, может быть очень высокой, поскольку после прохождения импульсов прямого и обратного токов (т.е. через ~ 500 нс после начала цикла) следующий цикл может начинаться практически сразу. В действительности же частотные возможности определяются тепловыми ограничениями в формирователях импульсов прямого и обратного тока, где в качестве ключей обычно используются транзисторы (полевые или биполярно-полевые).

В некоторых областях применения, в частности, в лазерной технике, задержка между управляющим сигналом и мощным наносекундным импульсом должна быть минимально возможной. В устройствах на основе ДДРВ эта задержка определяется суммарной длительностью импульсов прямого и обратного тока и не может быть меньше 200–300 нс, причем основная ее часть — это длительность импульса прямого тока. Если создать

полупроводниковую структуру, в которой требуемая для резкого обрыва обратного тока неоднородность распределения плазмы обеспечивается при постоянном прямом токе, то задержка будет равна длительности импульса обратного тока и может быть уменьшена до 15–20 нс. Такие структуры были созданы путем снижения коэффициента инжеクции n^+n -перехода в p^+pnn^+ -структуре [16] с помощью строго контролируемого снижения уровня легирования n^+ -слоя в той его области, из которой происходит инжеクция электронов. В этой структуре концентрация плазмы у n^+n -перехода при протекании прямого тока много меньше, чем у p^+p -перехода, и при протекании импульса обратного тока первым образуется плазменный фронт не у p^+p , а у n^+n -перехода. Как показали эксперименты, в таком диоде с инверсным порядком восстановления (инверсно восстанавливающийся диод, ИВД) рабочая плотность прямого тока существенно ниже, чем в ДДРВ, и несколько меньше накопленное количество плазмы. Однако оптимальная плотность обратного тока должна иметь такую же величину, как и в ДДРВ, поэтому время нарастания обратного тока должно быть не более 15–20 нс, что и определяет время задержки импульса.

4. SOS-диоды

Как было показано в предыдущем разделе, рабочая плотность тока в дрейфовых диодах с резким восстановлением принципиально не может превышать 200–300 А см⁻², а скин-эффект ограничивает возможность увеличения рабочей площади диода выше ~ 4 см². Поэтому для создания на основе ДДРВ размыкателей гигаваттного диапазона мощностей с размыкаемым током в десятки килоампер и рабочим напряжением в сотни киловольт необходимо соединять параллельно и последовательно очень большое количество приборов. Оценки показывают, что стоимость и сложность таких систем становится нереально высокой.

Прорыв в область гигаваттных мощностей произошел в 1992–1993 гг., когда в Институте электрофизики (ИЭФ) УрО РАН было экспериментально установлено, что при очень больших плотностях прямого и обратного тока (на один-два порядка больших, чем оптимальные для ДДРВ-режима) в определенном диапазоне плотностей токов и длительностей импульсов также наблюдается резкий обрыв тока [17], причем механизм его явно отличается от ДДРВ. Последующие эксперименты и расчеты [18–23] позволили создать физическую картину этого явления, которое авторы назвали SOS-эффектом (SOS — silicon opening switch).

Физико-математическое моделирование SOS-процесса заключалось в совместном численном решении уравнения Кирхгофа для электрической схемы с SOS-диодом, уравнений непрерывности для электронов и дырок в диодной структуре и уравнения Пуассона. В качестве примера на рис. 7 приведены расчетные параметры SOS-процесса при накачке и восстановлении сборки, состоящей из 160 диодных p^+pnn^+ -структур с площадью 0,36 см², глубиной залегания p -перехода 165 мкм, толщиной n -базы ~ 65 мкм и концентрацией доноров в ней 10¹⁴ см⁻³ [22]. Технология изготовления диффузионных слоев аналогична описанной в предыдущем разделе. Сопротивление нагрузки составляло 200 Ом. Расчетное распределение плазмы в приборе в

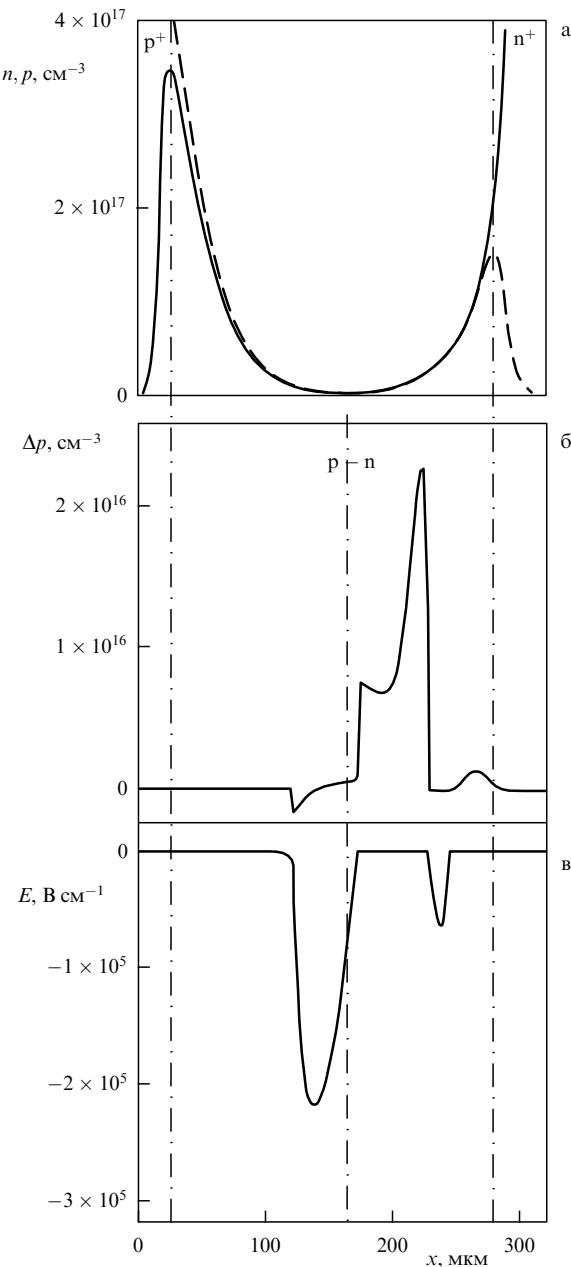


Рис. 7. Расчетные распределения концентрации плазмы и напряженности поля в SOS-диоде. (а) Распределение концентрации электронов n (сплошная линия) и дырок p (штриховая) в конце импульса прямого тока при $j_F = 0,8 \text{ кА см}^{-2}$ и длительности 360 нс. (б, в) Распределение избыточной концентрации дырок $\Delta p = p - N_a$ и напряженности поля при обрыве импульса обратного тока $j_{R,\max} = 4,2 \text{ кА см}^{-2}$ в момент максимального напряжения на структуре.

конце накачки коротким (~ 360 нс) импульсом прямого тока $j_F = 0,8 \text{ кА см}^{-2}$ показано на рис. 7а; на рис. 7б показано положение плазменных фронтов, а на рис. 7в — распределение поля при обрыве тока с плотностью $4,2 \text{ кА см}^{-2}$ и временем нарастания 35 нс.

Хорошо видно, что из-за большой плотности прямого тока концентрация плазмы, вносимой биполярным дрейфом в центральную часть диода, выше, чем в ДДРВ-процессе. Быстро нарастающий импульс обратного тока формирует крутые плазменные фронты в р- и н-слоях, движущиеся навстречу друг другу, причем фронт в р-области движется с существенно большей скоростью.

Плотность потока дырок, выносимых полем из плазмы через левую границу, $p = j_R(qV_s)^{-1}$, непрерывно растет с ростом тока, а плазменный фронт, перемещаясь вправо по диффузионному р-слою, проходит области с непрерывно уменьшающейся концентрацией легирующей акцепторной примеси N_a . При $p > N_a$ объемный заряд нескомпенсированных свободных дырок создает электрическое поле, определяемое разностью концентраций движущихся с насыщенной скоростью дырок и концентрацией неподвижных акцепторов. Напряженность поля резко нарастает, а ширина области объемного заряда увеличивается по мере перемещения границы плазмы.

На этом этапе напряжение на диоде быстро увеличивается, а ток переходит в нагрузку, включенную параллельно диоду. Уменьшение тока через диод, естественно, уменьшает плотность потока дырок в ОЗ (за время порядка времени пролета $\tau = W_{OZ} V_s^{-1} \sim 0,2$ нс), но одновременно уменьшается и концентрация акцепторов, поскольку граница смещается к рп-переходу; это задерживает спад напряженности поля в ОЗ. Расчет показывает, что при спаде тока на 30–40 % поле в ОЗ достигает порога ударной ионизации в кремни ($> 2 \times 10^5 \text{ В см}^{-1}$), что приводит к появлению электронной компоненты тока в ОЗ, уменьшающей скорость движения фронта

$$V_\Phi = \frac{j_R}{q\Delta p} \left(\frac{b}{b+1} - \frac{j_n}{j_R} \right),$$

где $b = \mu_n/\mu_p$, j_n — плотность электронного тока, Δp — концентрация избыточных дырок на фронте. Принципиально важной особенностью SOS-процесса является то, что все описанные явления происходят в довольно сильно легированной р-области; в отличие от ДДРВ-процесса, рп-переход и слабо легированная н-база остаются "залитыми" электронно-дырочной плазмой высокой плотности и почти никакого участия в обрыве тока не принимают. Второй важной особенностью SOS-эффекта является то, что из-за ударной ионизации в ОЗ выведенный из диода заряд может быть существенно больше "накачанного" импульсом прямого тока.

Моделирование показало, что основное влияние на динамику обрыва тока оказывает форма начального распределения плазмы в диоде и форма распределения легирующей примеси в р-слое. Экспериментально было подтверждено, что чем короче импульс прямого тока (т.е. чем большее количество плазмы содержится в узкой области у р⁺р-перехода) и чем меньше градиент концентрации примесей в р-слое (т.е. чем глубже расположен рп-переход), тем быстрее протекает процесс обрыва тока. Так, при сверхглубоком рп-переходе (180–200 мкм) и коротком (десятки наносекунд) импульсе обратного тока обрыв тока протекает за время, меньшее наносекунды [24].

Расчет и эксперименты показали, что максимальное напряжение на р⁺рнн⁺-структуре в процессе обрыва тока обычно составляет 750–850 В и для генерации высоковольтных импульсов необходимо соединять последовательно большое количество диодов. Специально проведенные исследования позволили установить, что возможный технологический разброс в ширине р-области не приводит к существенной разнице в напряжении на диодах, поскольку, хотя в структурах с большей глубиной рп-перехода процесс формирования ОЗ начинается

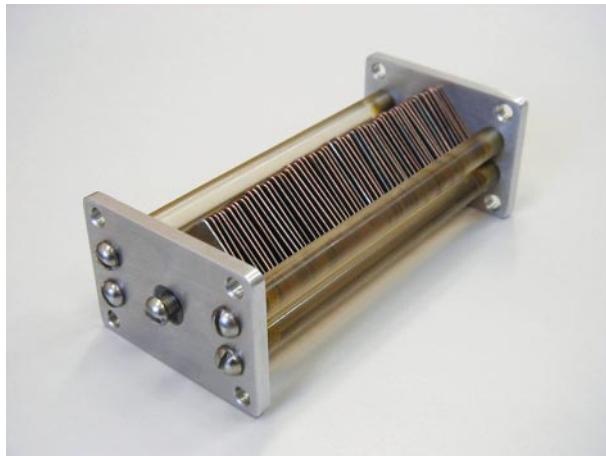


Рис. 8. Типичная конструкция сборки SOS-диодов с импульсным напряжением 180 кВ и обрываемым током ~ 4 кА.

Таблица. Параметры SOS-диодов, разработанных в Институте электрофизики УрО РАН

Параметр	Значение
Рабочее напряжение	60–1000 кВ
Количество последовательных структур	80–320
Площадь структуры	0,25–4 см ²
Плотность прямого тока	0,4–2 кА см ⁻²
Плотность обрываемого тока	2–10 кА см ⁻²
Длительность прямого тока	40–600 нс
Длительность обратного тока	15–150 нс
Время обрыва тока	0,5–10 нс
Рассеиваемая мощность в трансформаторном масле (постоянный режим)	50–500 Вт
Длина/масса	50–220 мм/0,05–0,6 кг

позже, расширение этой области происходит быстрее, чем при меньшей глубине перехода, и на завершающей стадии процесса разница в напряжениях невелика ($\sim 4\%$). Поэтому SOS-диоды могут соединяться последовательно без каких-либо внешних делителей напряжения. Типичная конструкция сборки SOS-диодов показана на рис. 8, а в таблице приведены основные характеристики выпускаемых сборок [25].

Существуют также приборы, использующие эффект субнаносекундного обрыва тока, которые разработаны для формирования импульсов длительностью несколько наносекунд. При коротком времени накачки они обрывают ток величиной до 2 кА за 500–800 пс.

Исследования и эксплуатация разработанных SOS-диодов в составе различных импульсных генераторов показали их чрезвычайно высокую надежность и способность выдерживать многократные перегрузки по току и напряжению; при этом частота следования импульсов может быть доведена до 10^4 Гц. Были проведены специальные стендовые испытания с целью намеренного вывода приборов из строя. Оказалось, что увеличение плотности тока и скорости его ввода на порядок (с 5 до 50 кА см⁻²) приводит лишь к увеличению потерь энергии на стадии накачки и снижению эффективности работы прерывателя тока, не выводя их из строя. При этом структуры работают как активное сопротивление, ограничивающее ток накачки, поскольку при таких плотностях тока процесс модуляции базы сопровождается возникновением больших прямых напряжений. По-



Рис. 9. Генератор S-5N. Выходное напряжение 400–1000 кВ, ток в нагрузке 1–3 кА, длительность импульса (FWHM) 30–50 нс. Частота следования импульсов: постоянно — 300 Гц, пачка (30 с) — 900 Гц. Входная средняя мощность: постоянно — 18 кВт, пачка (30 с) — 45 кВт. Габариты корпуса 3,5 × 1,4 × 1,1 м, масса ~ 2800 кг.

пытки вывести SOS-диод из строя при помощи высокого рабочего напряжения (прибор с рабочим напряжением 120 кВ устанавливался в генератор с выходным напряжением 450 кВ) показали, что при обрыве тока SOS-диод работает как ограничитель напряжения (амплитуда импульса не превышала 150 кВ), потребляя при этом энергию из конденсатора накачки. Модельные расчеты для такого режима работы установили резкое увеличение интенсивности процессов лавинного размножения носителей в области с электрическим полем и соответствующее снижение сопротивления структуры на стадии обрыва тока.

На основе SOS-диодов разработано большое число мощных генераторов импульсов для различных областей современной техники. В качестве примера на рис. 9 показан генератор с импульсной мощностью ~ 3 ГВт и напряжением до 1 МВ, разработанный в ИЭФ УрО РАН. До появления SOS-диодов такой уровень параметров в полупроводниковой наносекундной импульсной технике представлялся совершенно невозможным. Возможности использования SOS-диодов в генераторах мощных наносекундных импульсов существенно улучшаются при использовании магнитных ключей и магнитных компрессоров. Поэтому такие генераторы получили широкое распространение [25].

5. Размыкатели тока на основе карбида кремния SiC

Все описанные выше мощные размыкатели выполнены на основе базового материала всей полупроводниковой электроники — монокристаллического кремния. Однако в последние 5–6 лет появилась реальная возможность создания силовой полупроводниковой электроники и, в частности, мощной импульсной техники на основе монокристаллического карбида кремния (SiC) приборного качества.

Ширина запрещенной зоны, например, у политипа 4H-SiC равна 3,24 эВ, т.е. значительно больше, чем у Si (1,12 эВ), и поэтому предельная рабочая температура, ограничиваемая скоростью тепловой генерации носите-

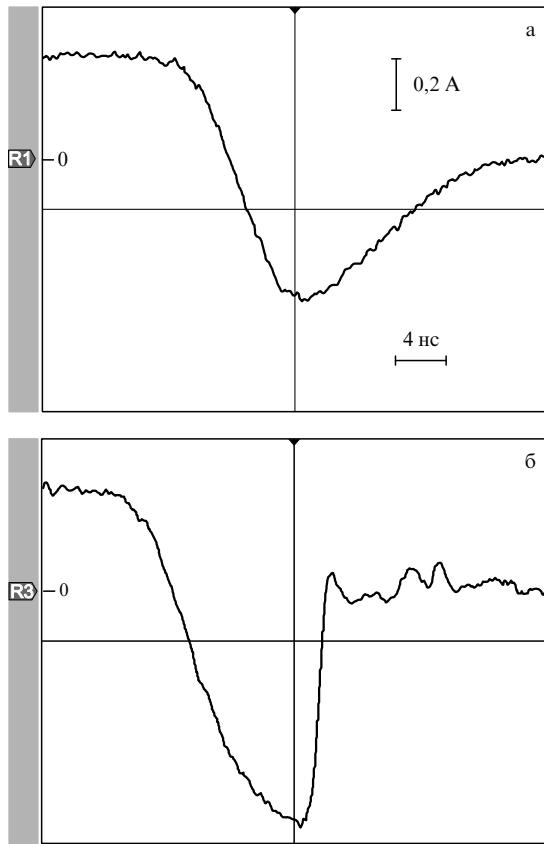


Рис. 10. Осциллограммы процесса восстановления при накачке постоянным током 0,4 А r^+pn_0 -структурой (а) и $r^+p_0n^+$ -структурой (б) карбида кремния. Нуль тока показан маркером ■.

лей, у SiC-приборов примерно втрое выше, чем у кремниевых ($\sim 600^\circ\text{C}$ вместо 200°C). Критическое поле лавинного пробоя в SiC на порядок превышает значение для Si; насыщенная скорость электронов примерно вдвое, а теплопроводность примерно втрое выше, чем в кремнии. Такой комплекс преимуществ позволяет, в принципе, резко поднять быстродействие, мощность и надежность всех приборов силовой электроники. Работы в этом направлении ведутся широким фронтом и к настоящему времени экспериментально показана возможность создания SiC-аналогов всех без исключения кремниевых приборов силовой электроники.

Возможность создания SiC-аналога кремниевого ДДРВ (точнее, ИВД, см. раздел 3) была впервые продемонстрирована в [26, 27]. $r^+pn_0n^+$ - и $r^+p_0n^+$ -структуры 4H-SiC были выращены осаждением из газовой фазы (CVD-процесс) на n^+ -подложках при температуре 1500°C . Базовая область n -типа толщиной 40 мкм имела концентрацию легирующей примеси (азота) $n_0 = (3-5) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а 12-микронная область p -типа имела концентрацию алюминия $8 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$; диаметр диодов был равен 0,6 мм. Осциллограммы процесса восстановления при постоянном прямом токе 0,4 А показаны на рис. 10.

В $r^+p_0n^+$ -структуре наблюдается резкий субнаносекундный обрыв обратного тока, нарастающего за 10 нс до амплитуды $-0,8$ А, а в $n^+p_0n^+$ -структуре процесс обрыва длится ~ 12 нс. Эти результаты были, вообще говоря, предсказуемы, поскольку в эпитаксиальных структурах с резкими блокирующими r^+n_0 - и p^+n_0 -

переходами и очень большой разницей в подвижностях электронов и дырок ($\mu_n/\mu_p \approx 7$ в 4H-SiC) быстрый обрыв обратного тока возможен только в том варианте, в котором через блокирующий переход протекает ток электронов. Численный расчет процесса восстановления [28] показал, что в $r^+n_0n^+$ -структуре с резкими переходами задний плазменный фронт образуется (как и в кремниевых ИВД) у p^+p_0 -перехода и приходит к блокирующему n^+p_0 -переходу раньше, чем там спадает до нуля концентрация плазмы. После прихода фронта в приборе больше не остается плазмы, и обратный ток протекает только за счет ухода основных носителей от n^+p_0 -перехода, что приводит к быстрому образованию ОЗ и обрыву тока.

Простые оценки показывают, что характеристики размыкающего ключа на основе SiC могут быть очень высокими. Например, одиночный $r^+p_0n^+$ -диод с напряжением пробоя 10 кВ (толщина базы $W_{p0} \approx 100$ мкм, концентрация доноров $N_d = 7 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$) будет иметь предельное время обрыва тока $t_{off} \approx 1$ нс и плотность обратного тока $j_R \approx 10^3 \text{ А см}^{-2}$.

SOS-размыкатели, в принципе, тоже могут быть выполнены на основе SiC. Для этого необходимо при выращивании $r^+pn_0n^+$ -либо $n^+p_0p^+$ -структур обеспечить требуемый градиент концентрации легирующей примеси в p -либо n -слое путем программного изменения содержания легирующей примеси в газовом потоке при выращивании этих слоев. Такой процесс довольно сложен, и работ по созданию SiC-аналогов кремниевого SOS-диода пока еще не проводилось.

6. Заключение

Для генерирования мощных импульсов используют два основных метода. В первом из них электрическая энергия накапливается в емкостном накопителе, а затем при помощи замыкающего ключа переключается на нагрузку. Второй метод состоит в том, что магнитная энергия накапливается в индуктивном накопителе, а затем при быстром отключении тока переключается на нагрузку. Плотность энергии при индуктивном накоплении более чем на порядок превосходит плотность емкостного накопления, поэтому импульсные генераторы можно конструировать значительно более компактными. Однако отсутствие надежного и быстродействующего выключателя тока долго не позволяло создавать генераторы с индуктивным накоплением энергии.

В представленном обзоре дано описание работы полупроводниковых диодных размыкателей тока для мощной наносекундной импульсной техники. Особый интерес представляют два типа кремниевых диодных размыкателей: ДДРВ и SOS-диод. Первый тип диодов был предложен и разработан в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН, второй — в Институте электрофизики УрО РАН. При помощи ДДРВ удается переключать мощность до сотен мегаватт за нано- и субнаносекундные времена при плотности тока порядка 10^2 А см^{-2} . SOS-диоды позволяют переключать мощности в несколько гигаватт за такие же короткие времена при плотности тока более 10^3 А см^{-2} .

До создания мощных полупроводниковых размыкателей для обрыва тока использовались тонкие взрывающиеся проволочки, плазменные размыкатели, инжекционные тиаратроны, таситроны и т.д. Однако все эти

приборы имеют длинные времена отключения тока, малый срок службы, а также малую частоту следования импульсов. Создание ДДРВ и SOS-диодов означало настоящую революцию в технике мощных наносекундных импульсов, так как стало возможным разрабатывать генераторы мощных нано- и субнаносекундных импульсов с напряжением 10^3 – 10^6 В, при частоте следования импульсов до 10^4 Гц и практически неограниченном сроке службы.

Разработка генераторов мощных наносекундных импульсов с индуктивным накоплением энергии и полупроводниковыми прерывателями тока дала большой стимул для развития работ по релятивистской СВЧ электронике, сверхшироколосной радиолокации, по генераторам электромагнитного противодействия, системам питания лазеров, ускорителям электронов, импульсным рентгеновским аппаратам и т.д.

Список литературы

1. Месяц Г А *Генерирование мощных наносекундных импульсов* (М.: Сов. радио, 1974)
2. Boff A, Moll J, Shen R, in *3rd Intern. Solid-State Circuits Conf.: Digest of Technical Papers* (New York: Lewis Winner, 1960) p. 50
3. Еремин С А, Мокеев О К, Носов Ю Р *Полупроводниковые приборы с накоплением заряда и их применение* (М.: Сов. радио, 1966)
4. Benda H, Spenke E *Proc. IEEE* **55** 1331 (1967)
5. Грехов И В, Гейфман Е М, Костина Л С *ЖТФ* **53** 726 (1983)
6. Грехов И В и др. "Способ создания источника диффузии алюминия в кремний", Авт. свид. СССР № 176989, приоритет от 6 июля 1964 г.
7. Landsberg P T, Kousik G S *J. Appl. Phys.* **56** 1696 (1984)
8. Грехов И В и др. *Письма в ЖТФ* **9** 435 (1983)
9. Grekhov I V et al. *Solid-State Electron.* **28** 597 (1985)
10. Грехов И В *Изв. РАН. Энергетика* (1) 53 (2000)
11. Huldt L *Phys. Status Solidi A* **8** 435 (1971)
12. Haug A *Solid State Commun.* **25** 477 (1978)
13. Howard N R, Johnson G V *Solid-State Electron.* **8** 275 (1965)
14. Efanov V N et al., in *11th IEEE Intern. Pulsed Power Conf., Baltimore, Maryland, USA, June 29–July 2, 1997: Digest of Technical Papers* Vol. 2 (Eds G Cooperstein, I Vitkovitsky) (New York: IEEE, 1997) p. 985
15. Pemen A J M et al. *Rev. Sci. Instrum.* **74** 4361 (2003)
16. Grekhov I, in *11th IEEE Intern. Pulsed Power Conf., Baltimore, Maryland, USA, June 29–July 2, 1997 Book of Abstracts*, p. 0.10.8
17. Котов Ю А и др. *Докл. РАН* **330** 315 (1993)
18. Дарзек С А, Рукин С Н, Цыранов С Н *ЖТФ* **70** (4) 56 (2000)
19. Рукин С Н *ПТЭ* (4) 5 (1999)
20. Darznek S A et al., in *BEAMS'96: Proc. of the 11th Intern. Conf. on High Power Particle Beams, Prague, Czech Republic, June 10–14, 1996 Vol. 2* (Eds K Jungwirth, J M Ullschmied) (Prague: Institute of Plasma Physics Acad. of Sci. of the Czech Republic, 1996) p. 1241
21. Дарзек С А, Месяц Г А, Рукин С Н *ЖТФ* **67** (10) 64 (1997)
22. Рукин С Н, Цыранов С Н *Письма в ЖТФ* **30** (1) 43 (2004)
23. Grekhov I, Mesyats G A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-28** 1540 (2000)
24. Любутин С К и др. *Докл. РАН* **360** 477 (1998)
25. Месяц Г А *Импульсная энергетика и электроника* (М.: Наука, 2004)
26. Грехов И В и др. *Письма в ЖТФ* **28** (13) 24 (2002)
27. Grekhov I V et al. *Solid-State Electron.* **47** 1769 (2003)
28. Грехов И В и др. *ФТП* **37** 1148 (2003)

Nanosecond semiconductor diodes for pulsed power switching

I.V. Grekhov

A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Politekhnicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russian Federation
Tel./Fax (7-812) 247-91 23
E-mail: grekhov@mail.ioffe.ru

G.A. Mesyats

P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 135-24 30. Fax (7-095) 952-50 81
E-mail: mesyats@nsc.gpi.ru

The development of semiconductor-based nano- and subnanosecond high current breakers is crucial for progress in experimental physics and radioelectronics, particularly in high pulse power (to 10^{10} W) and high repetition rate (to 10^4 Hz) applications. Highlighted in this review are silicon Drift Step Recovery Diodes (DSRDs) and SOS-diodes, the attainable current densities and switched powers being 10^2 A cm $^{-2}$ and 10^8 W in the former case and 10^5 A cm $^{-2}$ and 10^{10} W in the latter. The potential of silicon carbide (SiC) as a candidate diode material is examined.

PACS numbers: **84.70.+p, 85.30.-z, 85.30.Kk**

Bibliography — 28 references

Received 28 January 2005

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **175** (7) 735–744 (2005)

Physics – Uspekhi **48** (7) (2005)