

## Генерация мощных СВЧ колебаний напряжения в диффузионном кремниевом диоде

© С.К. Любутин\*, С.Н. Рукин\*<sup>¶</sup>, Б.Г. Словицкий\*, С.Н. Цыранов\*<sup>+</sup>

\* Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии Наук, 620016 Екатеринбург, Россия

<sup>+</sup> Уральский федеральный университет, 620002 Екатеринбург, Россия

(Получена 6 июня 2012 г. Принята к печати 21 июня 2012 г.)

Исследован механизм генерации мощных СВЧ колебаний напряжения в диффузионном кремниевом диоде. Через диод с толщиной структуры 320 мкм, глубиной залегания  $p$ - $n$ -перехода 220 мкм и площадью  $0.5 \text{ см}^2$  пропускался обратный ток амплитудой 2 кА. При среднем напряжении на диоде около 300 В и длительности СВЧ импульса  $\sim 200 \text{ нс}$  максимальный размах наблюдаемых колебаний достигает 480 В. Частота колебаний находится в диапазоне от 5 до 7 ГГц, а мощность СВЧ компоненты импульса составляет  $\sim 300 \text{ кВт}$ . Теоретическое рассмотрение показало, что колебания напряжения обусловлены периодически повторяющимися процессами пробоя и заполнения структуры плазмой с последующим ее удалением обратным током. Частота и размах колебаний определяются плотностью тока и градиентом концентрации легирующих примесей в окрестности  $p$ - $n$ -перехода.

### 1. Введение

Полупроводниковые приборы с диодной  $p^+ - n - n^+$ -структурой давно используются для генерации колебаний напряжения СВЧ диапазона [1]. Наибольшее распространение получили лавинно-пролетные диоды (ЛПД) и лавинно-ключевые диоды (ЛКД). Последний тип диодов (ЛКД) по сути представляет собой лавинно-пролетный диод, работающий в так называемом TRAPATT-режиме (trapped plasma avalanche triggered transit) [2]. Механизм работы обоих типов диодов основан на явлении ионизационного пробоя полупроводника под действием сильного электрического поля.

Для работы диодов необходим внешний импульс перенапряжения. В ЛПД для этого используется наложение высокочастотного электрического поля, которое, суммируясь с полем постоянного смещения, обеспечивает пробой диода в каждый период колебаний внешнего поля. В TRAPATT-режиме диод работает как высокочастотный коммутатор, частота срабатывания которого задается частотой поступления на диод импульсов перенапряжения от внешней схемы-резонатора. Характерные значения СВЧ мощности и частоты колебаний для ЛПД лежат в диапазоне от 5 (постоянный режим работы) до 50 Вт (импульсный режим) и 10–100 ГГц, в TRAPATT-режиме при частоте от 600 МГц до 10 ГГц в импульсном режиме возможна генерация СВЧ мощности до 400 Вт на один диод [3].

Высокочастотные колебания могут наблюдаться и в диодах, которые специально не проектировались для этих целей. Так, в работе [4] наблюдались релаксационные СВЧ колебания напряжения с размахом  $\sim 600 \text{ В}$  и частотой  $\sim 0.3 \text{ ГГц}$  при пробое кремниевых дрейфовых диодов с резким восстановлением (ДДРВ) на стадии формирования импульса обратного напряжения. В [5]

в ДДРВ на основе GaAs-структур были получены осцилляции напряжения с размахом в десятки вольт на частоте  $\sim 6 \text{ ГГц}$ .

В работе [6] были обнаружены незатухающие СВЧ колебания напряжения гигагерцовой частоты в кремниевом  $p^+ - p - n^+$ -диоде без базы, возникающие при прохождении через него обратного тока длительностью  $\sim 300 \text{ нс}$  и плотностью несколько кА/см<sup>2</sup>. В диоде, содержащем 4 последовательные структуры, мощность колебаний оценивалась величиной  $\sim 10 \text{ кВт}$  на один  $p$ - $n$ -переход. Было показано, что механизм генерации колебаний не связан с подачей на диод внешних импульсов напряжения, а в роли фактора, определяющего частоту и глубину модуляции СВЧ компоненты сигнала, выступает плотность обратного тока.

Результаты, полученные в работе [6], могут использоваться не только в СВЧ электронике. Так, в [7] такой режим работы диода применялся в мощном наносекундном генераторе для устранения предимпульсов на нагрузке. Диод, включенный последовательно с нагрузкой и содержащий 80 последовательно соединенных структур площадью  $4 \text{ см}^2$ , блокировал предимпульс обратного напряжения амплитудой 65 кВ, а при поступлении на него основного импульса с крутым фронтом амплитудой 780 кВ переходил в проводящее состояние за счет волнового ударно-ионизационного пробоя. Прохождение через диод обратного тока амплитудой 5 кА в течение  $\sim 20 \text{ нс}$  происходило в режиме генерации СВЧ колебаний напряжения на диоде с частотой  $\sim 1 \text{ ГГц}$ , при этом через диод в нагрузку коммутировалась пиковая мощность 4 ГВт.

Данная работа продолжает исследования, начатые в [6]. В диффузионном кремниевом диоде экспериментально реализован режим генерации колебаний напряжения с частотой от 5 до 7 ГГц и мощностью СВЧ компоненты сигнала  $\sim 300 \text{ кВт}$ . Методами численного моделирования процессов в диоде показано, что частота

<sup>¶</sup> E-mail: rukin@iep.uran.ru

и размах колебаний определяются плотностью тока и градиентом концентрации легирующих примесей в плоскости  $p-n$ -перехода.

## 2. Экспериментальная часть

### 2.1. Схема эксперимента, исследуемые диоды, средства измерения

Для возбуждения СВЧ колебаний напряжения в исследуемом диоде  $D$  использовалась схема (рис. 1), применяемая для накачки полупроводниковых прерывателей тока на основе ДДРВ и SOS-диодов [8,9]. Конденсаторы  $C1$  и  $C2$  имеют емкость  $20\text{ нФ}$  и собраны из керамических конденсаторов марки КВИ-3. Магнитные ключи  $MS1$  и  $MS2$  выполнены на кольцевых сердечниках из ленты  $50\text{ НП}$ . Ключ  $MS1$  содержит кольцо с размерами  $120 \times 60 \times 20\text{ мм}$  и имеет 7 витков, ключ  $MS2$  —  $220 \times 120 \times 25\text{ мм}$  и 1 виток.

Конденсатор  $C1$  заряжается от источника питания за  $1\text{ мкс}$  до напряжения  $\sim 14\text{ кВ}$ . 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  $1,2\text{ кА}$  и длительностью  $320\text{ нс}$  протекает через диод  $D$  в прямом направлении (отрицательная полуволна тока на рис. 2). При достижении на  $C2$  напряжения  $\sim 12\text{ кВ}$  насыщается

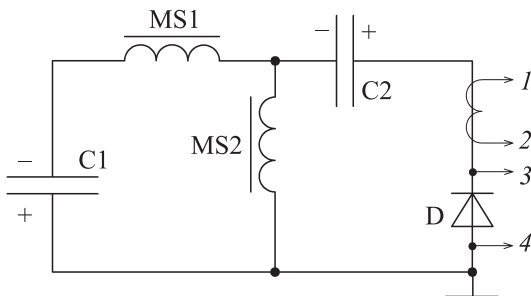


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

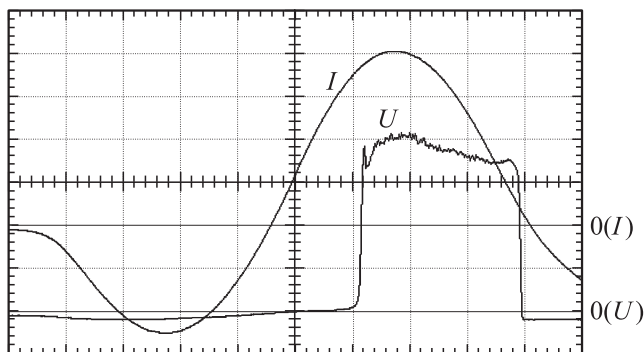


Рис. 2. Осциллограммы тока через диод ( $I$ ,  $500\text{ А/дел.}$ ) и среднего напряжения на нем ( $U$ ,  $80\text{ В/дел.}$ ). Развертка по времени —  $80\text{ нс/дел.}$  Режим записи — „Average“.

сердечник ключа  $MS2$ . Конденсатор  $C2$  перезаряжается через обмотку насыщенного ключа  $MS2$ , а ток этого процесса амплитудой  $2\text{ кА}$  и длительностью  $350\text{ нс}$  протекает через  $D$  в обратном направлении (положительная полуволна тока на рис. 2).

При протекании обратного тока из структуры диода происходит вынос избыточных носителей, инжектированных в диод за время прохождения положительной полуволны тока. В момент времени, близкий к максимуму обратного тока, диод начинает восстанавливать свои блокирующие свойства. При этом обратное напряжение на нем резко возрастает с характерным временем единицы нс. Короткий фронт возникающего напряжения на диоде инициирует в нем волновой ударно-ионизационный пробой, и последующее протекание обратного тока через диод происходит в режиме генерации СВЧ колебаний напряжения. Сопротивление диода, как в прямом, так и в обратном направлении, много меньше волнового сопротивления схемы накачки, которая работает в режиме, близком к короткому замыканию.

Осциллограмма на рис. 2 иллюстрирует среднюю величину обратного напряжения на диоде без отображения СВЧ компоненты сигнала на экране осциллографа (использован режим записи „Average“ с наложением  $100\text{--}300$  импульсов). Осциллограммы импульсов с СВЧ компонентой сигнала приведены на рис. 3 и будут обсуждаться далее. Здесь же отметим, что возбуждение СВЧ колебаний в диоде можно получить и без использования схемы по рис. 1, содержащей звено предварительной прямой накачки. Для этого необходимо подать на диод импульс обратного напряжения, крутизна фронта которого достаточна для инициирования волнового ударно-ионизационного пробоя, а после пробоя обеспечить протекание через диод обратного тока плотностью несколько  $\text{кА/см}^2$ , как это было реализовано в [6].

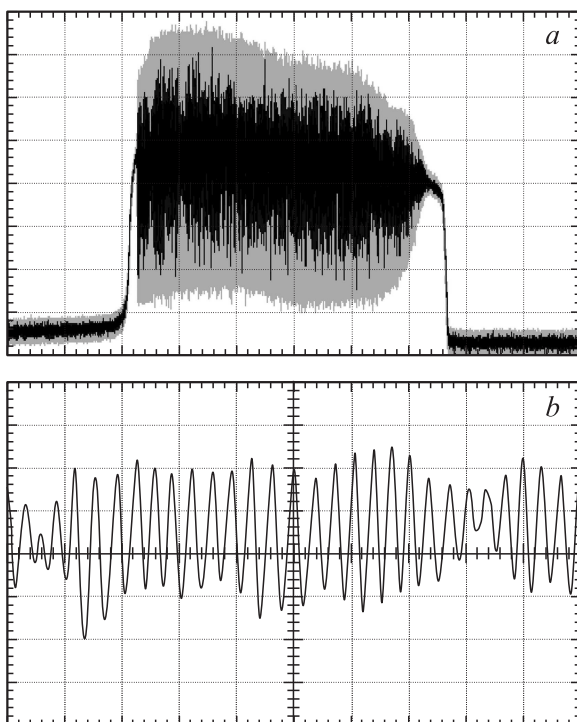
Исследуемые диоды  $D$  были выполнены по диффузионной технологии и имели структуру  $p^+-p-n-n^+$ -типа. Исходное удельное сопротивление  $n$ -кремния —  $50\text{ Ом}\cdot\text{см}$ , толщина структуры —  $320\text{ мкм}$ . Диоды выполнены в бескорпусном варианте без охладителей и представляли собой никелированные пластинки кремния с размерами  $5 \times 5\text{ мм}$  (площадь  $S = 0,25\text{ см}^2$ ) либо  $7 \times 7\text{ мм}$  ( $S = 0,5\text{ см}^2$ ). Исследовались диоды с различными глубинами залегания  $p-n$ -перехода  $X_p$  — от  $160$  до  $220\text{ мкм}$ .

Импульс тока через диод регистрировался с помощью пояса Роговского (точки 1 и 2 на рис. 1). Напряжение с диода  $D$  напрямую подавалось в  $50\text{-омный}$  тракт регистрации сигнала, который включал микроволновый кабель Times Microwave SFT-304 длиной  $2\text{ м}$  с частотой отсечки более  $20\text{ ГГц}$  и высоковольтные аттенюаторы фирмы „Barth Electronics“ с полосой пропускания  $30\text{ ГГц}$ . В качестве регистратора использовался цифровой осциллограф реального времени Tektronix TDS-6154C (полоса пропускания  $15\text{ ГГц}$ , дискретизация  $25\text{ пс}$ ). Для снижения затухания СВЧ компоненты сигнала за счет

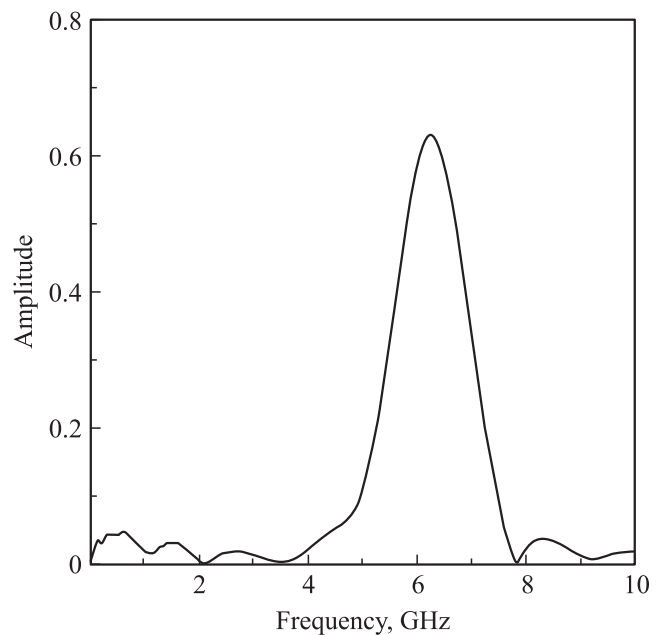
конечной величины индуктивности подключения диода к измерительному тракту диодные пластинки припаивались непосредственно к измерительному радиочастотному разъему типа SMA (контакты 3 и 4 на рис. 1). Поскольку диоды не имели защитного бокового покрытия, разъем с диодом помещался в диэлектрическую кювету с трансформаторным маслом.

## 2.2. Результаты экспериментов

Эксперименты проводились при частоте следования импульсов 0.5 Гц. Были испытаны диоды с четырьмя значениями  $X_p$  — 160, 180, 200 и 220 мкм, измеренными с погрешностью  $\pm 5$  мкм. Максимальная плотность обратного тока  $J_m$  изменялась в пределах от 2 до 8 кА/см<sup>2</sup> установкой диодов различной площади  $S$  (0.25 либо 0.5 см<sup>2</sup>) и изменением зарядного напряжения конденсатора С1. При работе диодов с  $X_p = 160$  и 180 мкм наблюдались искровые перекрытия по их боковой поверхности, приводящие к выходу диодов из строя. Диоды с  $X_p = 200$  и 220 мкм работали надежно без перекрытий, число импульсов при проведении измерений достигало 10 тысяч. Наилучшие результаты по амплитуде генерируемых колебаний напряжения были



**Рис. 3.** Осциллограммы импульсов напряжения на диоде, режим записи — „Sample“, отсчеты — через 25 пс, масштаб по амплитуде — 80 В/дел.: *a* — огибающая СВЧ компоненты сигнала при регистрации одиночного импульса (черный фон) и при наложении 2500 импульсов (серый фон), развертка по времени — 40 нс/дел.; *b* — внутренняя структура СВЧ компоненты сигнала, одиночный импульс, развертка по времени — 500 пс/дел.



**Рис. 4.** Спектр СВЧ компоненты импульса напряжения на диоде:  $J = 4$  кА/см<sup>2</sup>, интервал преобразования — 5 нс.

достигнуты в диоде с  $X_p = 220$  мкм площадью 0.5 см<sup>2</sup> при амплитуде обратного тока 2 кА ( $J_m = 4$  кА/см<sup>2</sup>). Этому варианту соответствуют осциллограммы тока и напряжения на диоде, приведенные на рис. 2 и 3.

Осциллограмма среднего напряжения на диоде  $U$  приведена на рис. 2. Величина  $U$  слабо меняется в течение импульса и составляет  $\sim 300$  В. Осциллограмма огибающей СВЧ компоненты сигнала приведена на рис. 3, *a*. Максимальное напряжение на диоде достигает 500 В, остаточное напряжение лежит в диапазоне 50–100 В, максимальный размах наблюдаемых колебаний напряжения  $\Delta U_m$  составляет около 400 В. Длительность СВЧ импульса напряжения, определяемая длительностью импульса обратного тока, составляет  $\sim 200$  нс. Отметим, что при записи огибающей СВЧ компоненты сигнала (рис. 3, *a*) конечная частота дискретизации осциллографа (отсчеты через 25 пс) оказывает влияние на регистрируемую величину  $\Delta U_m$ . При записи одиночного импульса  $\Delta U_m$  не превышает 320 В, а при наложении 2500 импульсов  $\Delta U_m$  достигает 480 В. Внутренняя структура колебаний напряжения вблизи максимума тока показана на рис. 3, *b*.

Разложение СВЧ компоненты сигнала в ряд Фурье приведено на рис. 4. Для построения спектра использовался внутренний математический пакет осциллографа, интервал преобразования составлял 5 нс и соответствовал участку импульса, где ток через диод имеет максимальное значение ( $J_m = 4$  кА/см<sup>2</sup>). Для спектра на рис. 4 центральная частота колебаний  $f_c$  составляет 6.25 ГГц, ширина спектра по уровню 3 дБ — 18%, по уровню 10 дБ — 32%.

Полагая, что колебания напряжения носят гармонический характер, максимальную мощность  $P_m$  СВЧ

компоненты импульса на участке с максимальным током через диод  $I_m$  можно оценить из соотношения:  $P_m = I_m \Delta U_m k_u / \pi$ , где  $k_u$  — коэффициент ослабления сигнала в тракте регистрации. Расчетное значение ослабления сигнала в тракте регистрации при  $f = 6$  ГГц, учитывая затухание в измерительном кабеле (паспортное значение) и затухание за счет конечной величины индуктивности подключения диодной структуры к разьему ( $\sim 0.5$  нГн), составило 1.6 дБ ( $k_u = 1.2$ ). Принимая  $I_m = 2$  кА и  $\Delta U_m = 400$  В, получаем, что мощность СВЧ компоненты  $P_m$  составляет  $\sim 300$  кВт при средней входной мощности в диод на этом участке импульса 600 кВт ( $I_m = 2$  кА,  $U = 300$  В).

Генерация СВЧ колебаний напряжения в экспериментальной схеме происходит на падающем участке обратного тока через диод (рис. 2). Уменьшение плотности тока через диод в течение длительности СВЧ импульса сопровождается снижением частоты колебаний  $f_c$ . Спектр на рис. 4 измерен на участке с максимальным током через диод  $I_m \approx 2$  кА, где  $f_c$  максимальна и лежит в диапазоне 6.2–6.6 ГГц. Спектры, измеренные на последующих участках импульса, показали, что при  $I \approx 1.7$  кА (середина импульса)  $f_c \approx 5.7$ –6.2 ГГц, при  $I \approx 600$  А (вблизи окончания СВЧ импульса)  $f_c \approx 4.7$ –5.2 ГГц.

Генерация колебаний напряжения на диоде прекращается до окончания импульса обратного тока. При этом на диоде еще сохраняется обратное напряжение, но колебания не возбуждаются — реализуется режим стационарного пробоя (участок в конце импульса на рис. 3, а). Плотность тока отсечки  $J_c$ , при которой прекращаются колебания напряжения, не зависела от площади диода и амплитуды обратного тока и находилась в диапазоне  $J_c \approx 800$ –900 А/см<sup>2</sup>.

### 3. Расчетная часть

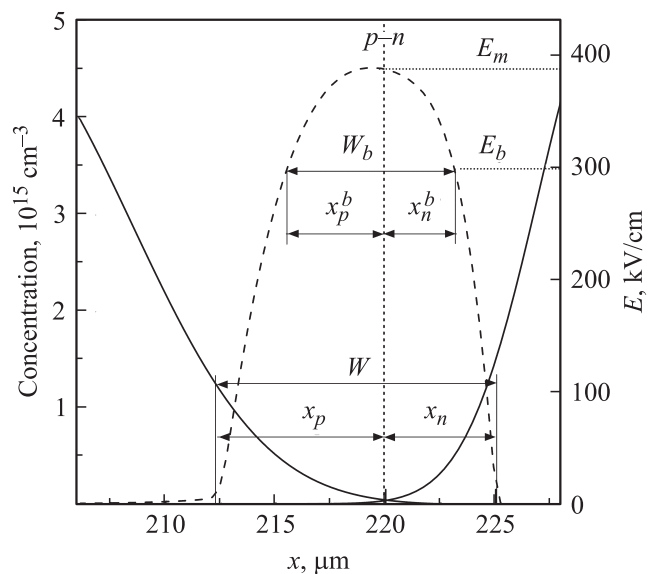
Расчет проводился с помощью физико-математической модели [9], заключающейся в совместном решении уравнений Кирхгофа, описывающих работу электрической схемы с диодом D, и уравнений динамики электронов и дырок в структуре диода. Параметры расчетной электрической схемы соответствовали схеме эксперимента (рис. 1). Для расчета процессов динамики электронов и дырок в структуре диода использовалась фундаментальная система уравнений, состоящая из уравнений непрерывности для электронов и дырок, уравнения Пуассона для электрического поля и уравнения для температуры. Учитывалась объемная скорость лавинной генерации–рекомбинации, зависимость подвижности электронов и дырок от электрического поля, температуры, электронно-дырочного рассеяния и рассеяния на ионизированных примесях.

В работе моделировался эксперимент, результаты которого приведены на рис. 2–4:  $X_p = 220$  мкм,  $S = 0.5$  см<sup>2</sup>,  $I_m = 2$  кА ( $J_m = 4$  кА/см<sup>2</sup>). В модельной структуре толщиной 320 мкм из кремния  $n$ -типа с

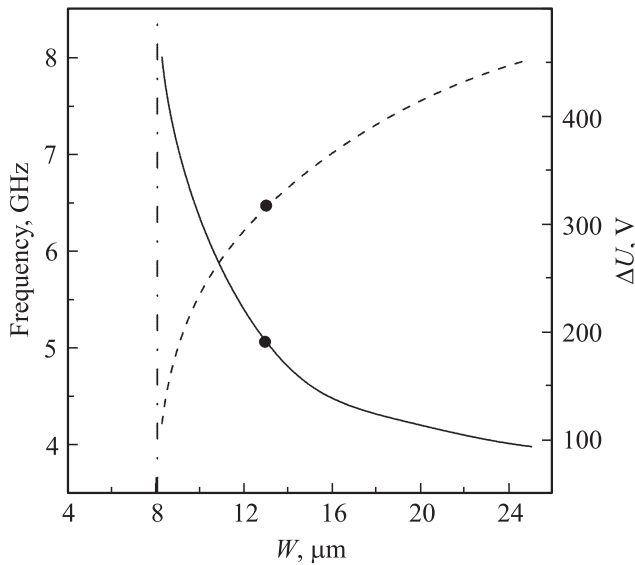
исходным удельным сопротивлением 50 Ом·см легирующие примеси были распределены следующим образом:  $p^+$  — область образована диффузией бора ( $10^{21}$  см<sup>-3</sup>, 80 мкм),  $p$ -область — диффузией алюминия ( $10^{17}$  см<sup>-3</sup>, 220 мкм),  $n^+$ -область — диффузией фосфора ( $5 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, 110 мкм). Цифры в скобках обозначают граничную концентрацию и глубину залегания примеси.

#### 3.1. Частота и размах колебаний

Расчетами выявлено два основных фактора, которые оказывают наиболее существенное влияние на частоту и размах генерируемых колебаний напряжения в модельном диоде — величина плотности тока, проходящего через диод, и распределение концентрации легирующих примесей в узком (10–20 мкм) слое в окрестности  $p$ – $n$ -перехода. Зависимость плотности тока от времени и общая структура распределения примесей в диоде соответствовали экспериментальным данным, а для задания различных распределений концентрации легирующих примесей в узком слое варьировались градиенты концентрации доноров и акцепторов в точке  $p$ – $n$ -перехода. При этом соблюдалось два условия: распределение примесей подчиняется закону Гаусса, а их градиенты в  $n$ - и  $p$ -областях соотносятся как  $\gamma_n/\gamma_p \approx (D_{Al}/D_P)^{1/2}$ , где  $D_{Al}$  и  $D_P$  — коэффициенты диффузии алюминия и фосфора в кремнии. Одно из распределений приведено на рис. 5. При изменении градиентов концентрации примесей изменяется ширина обедненной области  $W$ , в которой реализуется высокое электрическое поле.



**Рис. 5.** Характерные распределения концентраций доноров и акцепторов (сплошные линии) и электрического поля (штриховая линия) в окрестности  $p$ – $n$ -перехода.  $E_m$  и  $W$  — амплитуда электрического поля и ширина обедненной области соответственно в момент максимального напряжения на диоде;  $W_b$  — ширина пробойной области, определяемая по уровню  $E = E_b \approx 300$  кВ/см.



**Рис. 6.** Расчетные зависимости частоты (сплошная линия) и размаха колебаний напряжения (штриховая линия) от ширины обедненной области  $W$  при  $J = 4 \text{ кА/см}^2$ .

Была проведена серия численных расчетов для структур с различными градиентами концентрации легирующих примесей в точке  $p$ - $n$ -перехода. Результаты представлены на рис. 6 в виде зависимости частоты и размаха колебаний напряжения от ширины обедненной области  $W$  при  $J_m = 4 \text{ кА/см}^2$ . Видно, что при снижении  $W$ , чему соответствует увеличение градиента концентрации легирующих примесей в точке  $p$ - $n$ -перехода, частота колебаний растет, а их размах снижается. Наилучшее совпадение результатов расчета с экспериментальными данными достигается при  $W \approx 13 \text{ мкм}$  (точки на рис. 6), когда  $\gamma_p = 6.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-4}$ . При этом расхождение экспериментальных и расчетных значений частоты и размаха колебаний не превышает 20%.

Также было установлено, что при  $W$  менее  $\sim 8 \text{ мкм}$  (вертикальная штрихпунктирная линия на рис. 6) колебания напряжения в структуре не возбуждаются — реализуется режим стационарного пробоя, когда в окрестности  $p$ - $n$ -перехода устанавливаются не меняющиеся со временем распределения концентрации носителей и электрического поля.

### 3.2. Процесс генерации колебаний

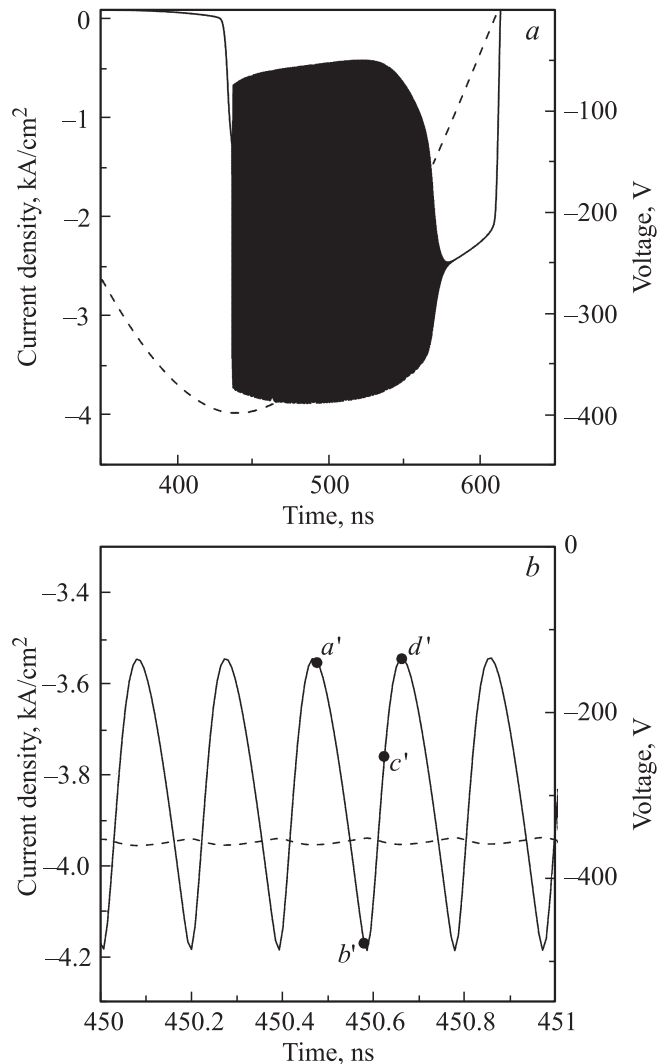
Рассмотрим процесс генерации колебаний в структуре с шириной обедненной области  $W = 13 \text{ мкм}$ . Расчетные зависимости плотности тока через диод и напряжения на нем от времени приведены на рис. 7, *a* (по сравнению с рис. 1 в расчетной схеме использована обратная полярность напряжения на конденсаторах и обратное направление включения диода D). Из рисунка видно, что в момент времени, близкий к максимуму обратного тока, в диоде начинается генерация колебаний напряжения, которые продолжают в течение  $\sim 150 \text{ нс}$ ,

прекращаясь при плотности тока отсечки  $J_c \approx 1 \text{ кА/см}^2$ . При  $J < J_c$  в структуре устанавливается режим стационарного пробоя.

На рис. 7, *b* показаны колебания напряжения на временном интервале длительностью 1 нс. Размах колебаний  $\Delta U$  достигает 320 В при частоте 5.1 ГГц, что согласуется с экспериментальными данными ( $\sim 400 \text{ В}$ ,  $\sim 6 \text{ ГГц}$ ). Для анализа результатов численного моделирования проведем аналитические оценки параметров процесса генерации колебаний. Полагая, что распределение концентрации легирующих примесей вблизи  $p$ - $n$ -перехода является линейным, распределение поля в области  $p$ - $n$ -перехода подчиняется уравнению

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e\gamma_{p,n}x}{\epsilon}, \quad (1)$$

где  $\epsilon = 1.0 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/см}$  — диэлектрическая проницаемость кремния,  $\gamma_{p,n}$  — градиент концентрации легиру-



**Рис. 7.** Расчетные зависимости плотности тока через диод (штриховая линия) и напряжения на нем (сплошная линия) от времени во всем диапазоне генерации колебаний (*a*) и на временном интервале 450–451 нс (*b*).

ющих примесей в  $p$ - и  $n$ -областях,  $x$  — расстояние от плоскости  $p$ - $n$ -перехода,  $e$  — элементарный заряд. Из (1) можно получить оценку ширины обедненной области  $W$ :

$$W = c \left( \frac{2\varepsilon E_m}{e\gamma_p} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $c = 1.7$  получена из условия  $\gamma_p/\gamma_n = 0.5$ .

Далее рассмотрим процесс формирования колебаний напряжения в структуре во временном интервале между точками  $a'$  и  $d'$  (рис. 7,  $b$ ), который соответствует одному периоду колебаний. Рассматриваемые процессы включают в себя три стадии: рост электрического поля до максимального значения, пробой и заполнение структуры плазмой, удаление плазмы обратным током.

На первой стадии вблизи минимума напряжения (точка  $a'$  на рис. 7,  $b$ ) электрическое поле мало, поскольку заряд доноров и акцепторов в области  $p$ - $n$ -перехода почти полностью компенсируется основными носителями (рис. 8,  $a$ ). Проходящий через диод обратный ток удаляет основные носители, и амплитуда поля вблизи  $p$ - $n$ -перехода нарастает. Когда напряженность поля превысит порог ионизации  $E_b \approx 300$  кВ/см, начинается процесс лавинного размножения носителей. Заряд образующихся при лавинном размножении носителей не успевает скомпенсировать быстро нарастающее поле, и его амплитуда достигает максимальной величины  $E_m \approx 400$  кВ/см (рис. 8,  $b$ ).

Оценим характерное время нарастания поля до максимального значения (интервал времени  $a'$ - $b'$  на рис. 7,  $b$ ). Полный ток в плоскости  $p$ - $n$ -перехода определяется уравнением

$$j = j_c + j_d = j_c + \varepsilon \partial E / \partial t, \quad (3)$$

где  $j_c$  и  $j_d$  — плотность тока проводимости и смещения соответственно. По мере того, как  $p$ - $n$ -переход освобождается от основных носителей, вклад  $j_c$  в полный ток непрерывно уменьшается. Пренебрегая током проводимости, оценим время  $\tau_1$ , необходимое для достижения максимума поля  $E_m$ :

$$\tau_1 = \frac{\varepsilon E_m}{|j|} \approx 100 \text{ пс}. \quad (4)$$

Начало второй стадии соответствует точке  $b'$  на рис. 7,  $b$ . В этот момент времени в структуре происходит формирование волны ионизации, фронт которой распространяется в обе стороны от  $p$ - $n$ -перехода. Полагая, что объемный заряд вблизи  $p$ - $n$ -перехода формируется в основном заряженными примесями (рис. 8,  $b$ ), из (1) распределение электрического поля в начале процесса ионизации можно записать как:

$$E(x, 0) = -E_m + \frac{e\gamma_{p,n}x^2}{2\varepsilon}. \quad (5)$$

Поскольку ток за границами фронта ионизации является током смещения, зависимость поля от координаты и

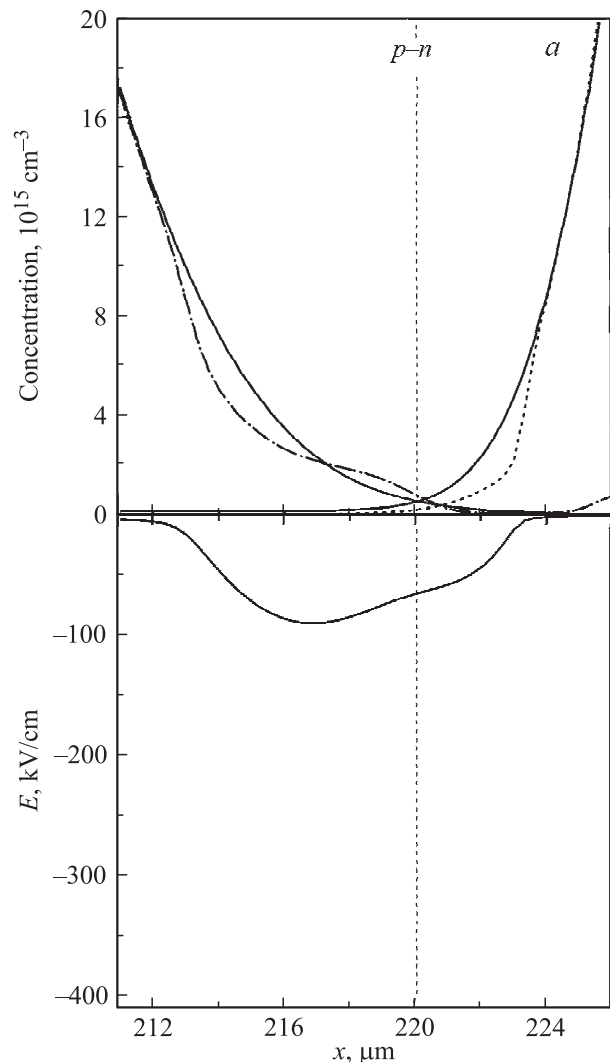
времени определяется выражением:

$$E(x, t) = E(x, 0) - \frac{jt}{\varepsilon}. \quad (6)$$

С течением времени область лавинной ионизации расширяется со скоростью движения фронта  $V_f$ , величина которой может быть получена из (5) и (6) при условии, что на границе фронта  $E(x, t) = -E_m$ :

$$V_f = \left( \frac{j}{2e\tau\gamma_{p,n}} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

По мере расширения области ионизации скорость  $V_f$  падает, и к моменту времени  $t_s$  становится равной насыщенной скорости дрейфа носителей в кремнии



**Рис. 8.** Распределения концентраций дырок (штрихпунктирная линия), электронов (штриховая линия) и электрического поля в окрестности  $p$ - $n$ -перехода, полученные при расчете в моменты времени  $t = 450.47$  ( $a$ ),  $450.58$  ( $b$ ) и  $450.62$  нс ( $c$ ) — точки  $a'$ ,  $b'$ ,  $c'$  на рис. 7,  $b$ . Используемые в расчете фиксированные распределения концентраций доноров и акцепторов в структуре показаны сплошными линиями.

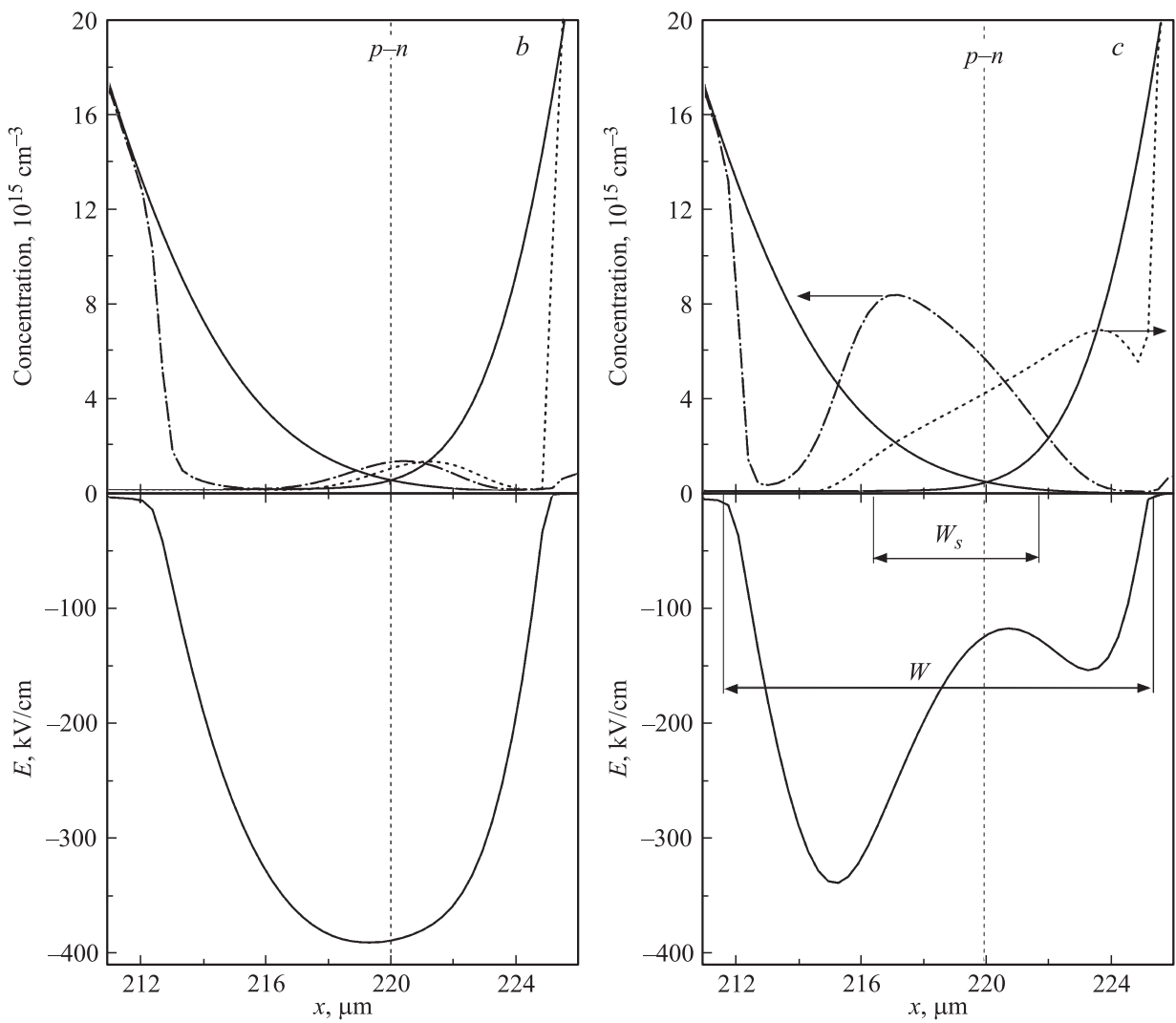


Рис. 8 (продолжение).

$V_s \approx 10^7$  см/с:

$$t_s = \frac{j}{2eV_s^2\gamma_{p,n}}. \tag{8}$$

В  $p$ - и  $n$ -областях время  $t_s$  составляет 19 и 9.5 пс соответственно. Ширина области, в которой  $V_f > V_s$ , имеет величину  $W_s \approx 5.7$  мкм (рис. 8, c), а средняя скорость движения фронта ионизации в ней вдвое превышает насыщенную.

Таким образом, на начальном этапе распространение ионизационного фронта происходит так же, как и в TRAPATT-режиме [2], когда образовавшиеся электроны и дырки не успевают уходить из быстро расширяющейся области ионизации. Обычно TRAPATT-режим реализуется в области однородно легированной базы, что обеспечивает движение фронта ионизации с постоянной скоростью, превышающей скорость насыщения. В нашем случае при смещении фронта ионизации от плоскости  $p$ - $n$ -перехода концентрация легирующих примесей монотонно растет, а скорость фронта падает, достигая к моменту времени  $t_s$  скорости насыщения.

Далее вне области  $W_s$  фронт ионизации движется с насыщенной скоростью, заполняя ее электронно-дырочной плазмой. Учитывая, что в области лавинного размножения  $E > E_b$ , ее ширина определяется как:

$$W_b = c \left( \frac{2\varepsilon(E_m - E_b)}{e\gamma_p} \right)^{1/2}. \tag{9}$$

За границей  $W_b$  процессы ионизации прекращаются, и прохождение тока осуществляется за счет движения основных носителей с насыщенной скоростью. Поскольку носители движутся с насыщенной скоростью, а  $x_p > x_n$  (см. рис. 5), длительность стадии заполнения структуры плазмой  $\tau_2$  определяется временем прохождения концентрационного фронта через  $p$ -часть обедненной области  $x_p$ :

$$\tau_2 = \left( \frac{x_p}{V_s} \right) - t_s \approx 68 \text{ пс}. \tag{10}$$

Рассмотрим далее стадию удаления плазмы обратным током из обедненной области. Эта стадия начинается

одновременно с началом процесса ионизации, т.е. процессы заполнения структуры плазмой и ее удаления из структуры происходят одновременно. Продолжительность стадии удаления плазмы также определяется более протяженной областью  $x_p$ . Полное время стадии удаления плазмы  $\tau_3$  можно определить как сумму времени пробега ионизационной волны от  $p$ - $n$ -перехода до границы области лавинного размножения и времени пробега электронов, возникших в процессе размножения, в обратном направлении до  $p$ - $n$ -перехода. Тогда при условии  $W_b > W_s$

$$\tau_3 = \left( \frac{2x_p^b}{V_s} \right) - t_s \approx 70 \text{ пс}, \quad (11)$$

где область  $x_p^b = W_b/c$  и показана на рис. 5.

После удаления носителей электрическое поле в окрестности  $p$ - $n$ -перехода начинает возрастать, и процесс повторяется. В результате в диоде возникают незатухающие колебания напряжения. Период колебаний  $\tau$  можно оценить как сумму длительностей стадий нарастания электрического поля до максимума  $\tau_1$  и удаления плазмы из области пробоя  $\tau_3$ :

$$\tau = \frac{\varepsilon E_m}{j} + \left[ 2 \left( \frac{2\varepsilon(E_m - E_b)}{e\gamma_p V_s^2} \right)^{1/2} - \frac{j}{2e\gamma_p V_s^2} \right]. \quad (12)$$

Оценка периода колебаний  $\tau$  по (12) дает величину  $\sim 170$  пс (частота  $f_c \approx 5.9$  ГГц). Первый член в (12) определяет продолжительность стадии нарастания поля и зависит только от плотности проходящего через структуру тока, второй — равен длительности вывода носителей из области пробоя и зависит как от плотности тока, так и от градиента концентрации легирующих примесей в окрестности  $p$ - $n$ -перехода.

#### 4. Обсуждение полученных результатов

В экспериментальной части было установлено, что снижение плотности тока через диод в течение длительности СВЧ импульса сопровождается уменьшением частоты колебаний. Аналогичную зависимость дает выражение (12), где снижение плотности тока увеличивает как время, необходимое для достижения электрическим полем величины  $E_m$ , так и длительность вывода носителей из области пробоя. В итоге происходит возрастание периода колебаний и снижение их частоты.

Как и в численном расчете (рис. 6), формула (12) показывает, что при увеличении градиента концентрации легирующих примесей вблизи  $p$ - $n$ -перехода  $\gamma_p$  (сокращении ширины обедненной области  $W$ ) происходит увеличение частоты колебаний  $f_c$ . Отметим, что при больших  $\gamma_p$  (малых  $W$ ) частота колебаний определяется первым членом — длительностью стадии роста поля  $\tau_1$ , при малых  $\gamma_p$  (больших  $W$ ) частота начинает определяться вторым членом — длительностью стадии удаления плазмы  $\tau_3$ .

Характерные времена  $\tau_1/\tau_3$ , полученные в эксперименте (осциллограмма на рис. 3, б), численном расчете (рис. 7, б) и аналитически по формуле (12), составляют  $\sim 100/68$ ,  $\sim 116/84$  и  $\sim 100/70$  пс соответственно. Величины  $\tau_1/\tau_3$  измерялись вблизи максимума тока через диод ( $J_m = 4$  кА/см<sup>2</sup>). При подстановке экспериментальных значений  $\tau_1$  и  $J_m$  в (4) получаем максимальную напряженность электрического поля в структуре  $E_m \approx 400$  кВ/см, что соответствует полученному в численном расчете значению.

Необходимо также отметить, что амплитудная модуляция СВЧ сигнала, наблюдаемая в эксперименте (рис. 3, б), в расчетах отсутствует. Это может быть связано с неоднородностью распределения тока по площади диода, влияние которой не учитывается в рамках используемого одномерного приближения.

Важной особенностью рассматриваемого режима генерации колебаний является то обстоятельство, что величина электрического поля в обедненной области  $W$  превосходит величину  $E_s \approx 30$  кВ/см (рис. 8), вследствие чего движение носителей происходит с насыщенной скоростью  $V_s$ . Это обеспечивает существенное по сравнению с TRAPATT-режимом сокращение длительности стадии удаления плазмы из области пробоя и увеличение частоты генерируемых колебаний.

Используя приведенные выше характерные значения поля и частоты колебаний, можно оценить мощность СВЧ составляющей сигнала. В нашем случае пиковая мощность, связанная с пульсациями энергии электромагнитного поля в структуре, запишется как:

$$P = V_E \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\varepsilon E^2}{2} \right) \approx (SW_b) \frac{\varepsilon E_m^2}{\tau}, \quad (13)$$

где  $V_E$  — объем области структуры с изменяющимся электрическим полем,  $S$  — площадь диода,  $W_b$  — ширина области лавинного размножения из (9),  $\tau$  — период колебаний. Оценка по (13) дает величину  $P \approx 0.3$  МВт. Для сравнения, наиболее мощные кремниевые TRAPATT-диоды излучают мощность  $\sim 0.4$  кВт при частоте  $\sim 1$  ГГц [3]. Существенное возрастание мощности СВЧ колебаний в исследуемом диоде по сравнению с TRAPATT-диодом в первую очередь определяется большим объемом  $V_E$  (увеличение в  $\sim 200$  раз) и более высокой частотой колебаний ( $\sim 5$  раз).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 10-08-00313 и № 12-08-01152, и президиума УрО РАН (проект № 12-У-2-1014).

#### Список литературы

- [1] S.M. Sze, R.M. Ryder. Proc. IEEE, **59** (8), 1140 (1971).
- [2] H.J. Prager, K.K.N. Chang, S. Weisbrod. Proc. IEEE, **55**, 586 (1967).
- [3] А.И. Лебедев. *Физика полупроводниковых приборов* (М., физматлит, 2008) гл. 6.
- [4] В.А. Козлов, А.Ф. Кардо-Сысоев, В.И. Брылевский. ФТП, **35** (5), 629 (2001).



- [5] В.А. Козлов, А.В. Рожков, А.Ф. Кардо-Сысоев. ФТП, **37** (12), 1480 (2003).
- [6] С.А. Дарзбек, С.К. Любутин, С.Н. Рукин, Б.Г. Словиковский. ФТП, **36** (5), 629 (2002).
- [7] А.И. Бушляков, С.К. Любутин, А.В. Пономарев, С.Н. Рукин, Б.Г. Словиковский, С.П. Тимошенко, С.Н. Цыранов. ПТЭ, № 4, 72 (2006).
- [8] И.В. Грехов, Г.А. Месяц. УФН, **175** (7), 735 (2005).
- [9] С.К. Любутин, С.Н. Рукин, Б.Г. Словиковский, С.Н. Цыранов. ФТП, **46** (4), 535 (2012).

Редактор Т.А. Полянская

## Generation of powerful microwave voltage oscillations in diffused Si diode

S.K. Lyubutin\*, S.N. Rukin\*, B.G. Slovikovskiy\*,  
S.N. Tsyranov\*<sup>+</sup>

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

<sup>+</sup> Ural Federal University,  
620002 Ekaterinburg, Russia

**Abstract** Abstract Generation of powerful microwave voltage oscillations in diffused silicon diode has been studied. The reverse current of 2 kA in amplitude passed through the diode having the width of 320  $\mu\text{m}$ ,  $p-n$  junction depth of 220  $\mu\text{m}$ , and surface area of 0.5  $\text{cm}^2$ . At an average voltage level across the structure being around 300 V and microwave voltage pulse duration of 200 ns the maximum voltage swing of the observed oscillations reaches 480 V. The frequency of the oscillations is 5 to 7 GHz, and the microwave power of the oscillations attains  $\sim 300$  kW. It is shown theoretically, that the voltage oscillations are caused by periodically repeated processes of breakdown and filling the structure with plasma, and its subsequent removing by the reverse current. The frequency and the voltage swing of the oscillations depend on the current density, and the gradient of the doping impurity concentration in the vicinity of the  $p-n$  junction.