

06.2

## Влияние объемного заряда на работу мощного полупроводникового прерывателя тока

© С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург  
E-mail: rukin@ier.uran.ru

Поступило в Редакцию 11 июня 2003 г.

Разработана физико-математическая модель работы мощного полупроводникового прерывателя тока (SOS-диода), учитывающая влияние объемного заряда. На основе модели исследован процесс обрыва тока в полупроводниковой структуре SOS-диода. Показано, что, как и в моделях, в которых используется квазинейтральное приближение, процесс обрыва тока связан с образованием областей сильного поля в высоколегированных областях структуры. Установлено, что объемный заряд уменьшает роль процессов лавинного размножения и, как следствие, обеспечивает более высокие коммутационные характеристики диода.

1. SOS-эффект — наносекундный обрыв сверхплотных токов в полупроводниках — наблюдается в  $p^+ - p - n - n^+$ -структурах при времени накачки порядка  $10^{-7} - 10^{-6}$  с и плотности обратного тока  $1 - 60$  кА/см<sup>2</sup> [1]. Время обрыва тока при этих условиях лежит в диапазоне от долей наносекунды до десятков наносекунд. Данный эффект позволил разработать полупроводниковые прерыватели тока — SOS-диоды, способные переключать импульсную мощность гигаваттного уровня и работать при напряжениях до 1 MV [2]. Теоретические исследования, проведенные в рамках квазинейтрального приближения, показали, что SOS-эффект связан с появлением быстро расширяющихся участков сильного поля, расположенных в высоколегированных областях структуры [3]. В рамках квазинейтральной модели были также объяснены основные характеристики SOS-эффекта [4–6]. Однако квазинейтральное приближение нарушается в областях структуры с сильным градиентом электрического поля. Такие области, в частности, образуются на стадии обрыва тока.

Цель работы состоит в построении более точной модели, учитывающей влияние объемного заряда (ОЗ), и исследовании на ее основе процесса обрыва тока в структуре SOS-диода. При анализе результатов проводится сравнение с моделью, использующей квазинейтральное приближение.

2. Модель с учетом ОЗ заключается в совместном решении уравнений Кирхгофа, описывающих работу электрической схемы с SOS-диодом, и уравнений динамики электронов и дырок в структуре диода. В расчете использовался SOS-диод, содержащий 160 последовательно соединенных структур толщиной  $W = 320 \mu\text{m}$  и площадью  $S = 0.36 \text{ cm}^2$ . База структуры образована  $n$ -кремнием с исходной концентрацией  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . В структуре  $p^+$ -область образована диффузией бора ( $10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ;  $85 \mu\text{m}$ ),  $p$ -область — диффузией алюминия ( $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ;  $165 \mu\text{m}$ ),  $n^+$ -область — диффузией фосфора ( $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ;  $90 \mu\text{m}$ ). Цифры в скобках обозначают граничную концентрацию и глубину залегания примеси.

Схема накачки соответствует работе [4]. При включении конденсатора прямой накачки в SOS-диод вводился прямой ток до 300 А за время 355 ns. При последующем включении конденсатора обратной накачки в SOS-диод вводился обратный ток, величина которого к моменту обрыва тока нарастала до 1.5 kA за время 35 ns.

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x} + GR, & \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} + GR, \\ J_n &= eD_n \frac{\partial n}{\partial x} + eV_n(E)n, & J_p &= -eD_p \frac{\partial p}{\partial x} + eV_p(E)p, \\ \frac{\partial E}{\partial x} &= \frac{e}{\epsilon} [p(x) - n(x) + N_d(x) - N_a(x)], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $n$ ,  $p$  — концентрации,  $V_n, V_p$  — скорости,  $J_n, J_p$  — плотности тока,  $D_n, D_p$  — коэффициенты диффузии электронов и дырок;  $N_d, N_a$  — концентрации доноров и акцепторов;  $E$  — электрическое поле;  $GR$  — член,

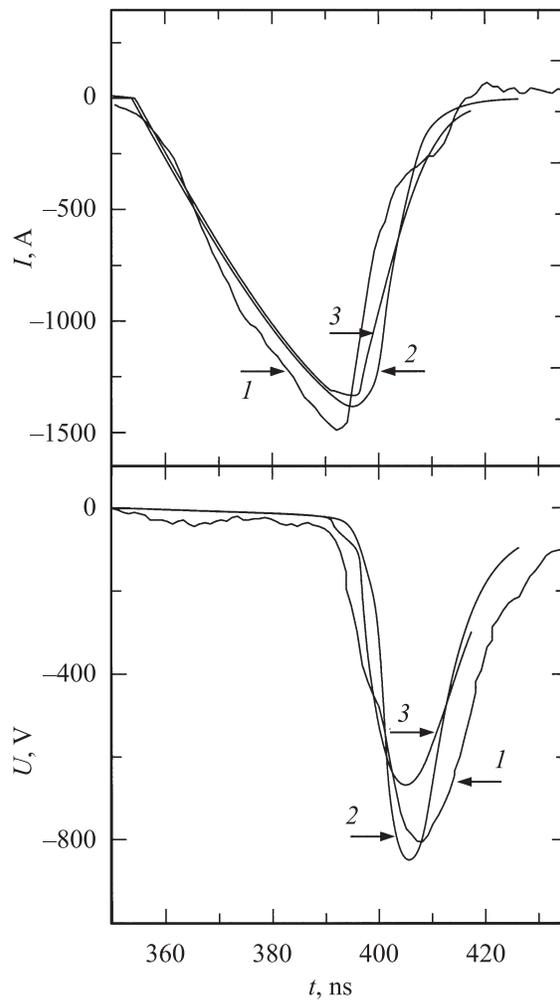
описывающий объемную скорость генерации-рекомбинации электронно-дырочных пар;  $e$  — заряд электрона. Кинетические коэффициенты для (1) брались из [4]. Граничные условия выбраны следующие:

$$\begin{aligned} x = 0: & \quad J_p = J, \quad J_n = 0, \quad E = 0, \\ x = W: & \quad J_p = 0, \quad J_n = J. \end{aligned} \quad (2)$$

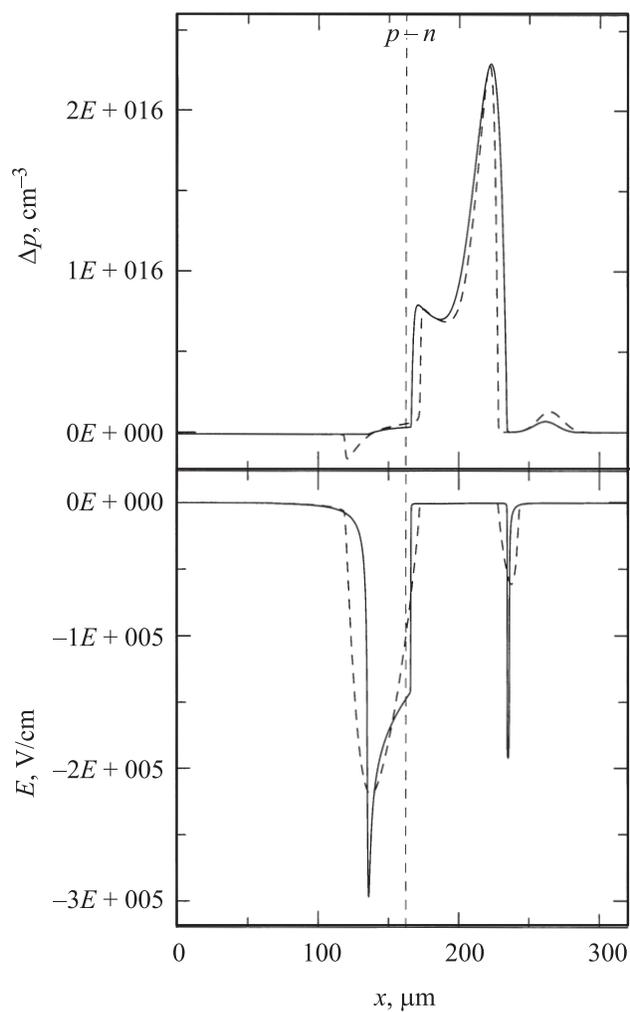
Совместное решение уравнений, выражающих условие равновесия  $n \cdot p = N_i^2$  и квазинейтральности  $n - N_d = p - N_a$  позволяет определить начальное распределение концентрации электронов и дырок. Для численного решения система (1) преобразовывалась следующим образом. В начале величины  $J_n$  и  $J_p$  заменялись их дискретными аналогами с помощью экспоненциальной аппроксимации, предложенной в [7]. Это придает численной схеме безусловную монотонность. Далее производилась линеаризация системы и записывалась линейная система алгебраических уравнений относительно малых приращений концентраций электронов и дырок и электрического поля. Полученная система затем решалась методом матричной прогонки. Для расчета в квазинейтральном приближении использовалась модель, приведенная в [3].

3. Анализ результатов расчетов показал следующее. На стадии прямой накачки зависимости тока через SOS-диод и напряжения на нем, полученные в расчетах по модели с учетом ОЗ, в квазинейтральной модели и в эксперименте, практически не отличаются друг от друга. Распределения концентрации электронов и дырок в модели с учетом ОЗ и в квазинейтральной модели имеют небольшие отличия на начальном этапе заполнения носителями области  $p$ - $n$ -перехода, но вследствие кратковременности начального этапа (через 0.5 ns после начала прямой накачки  $p$ - $n$ -переход заливается плотной плазмой) эти отличия нивелируются в течение 1 ns.

Отличие в результатах начинает проявляться только на стадии обрыва тока (рис. 1). Как в модели с учетом ОЗ, так и в квазинейтральной модели обрыв тока связан с образованием областей сильного поля (ОСП) в высоколегированных  $p$ - и  $n$ -областях структуры. Образование ОСП начинается в момент, когда происходит насыщение скоростей основных носителей в областях за границами концентрационных плазменных фронтов:  $J = e \cdot N_a \cdot V_{ps}$  в  $p$ -области и  $J = e \cdot N_d \cdot V_{ns}$



**Рис. 1.** Зависимости тока через структуру и напряжения на ней от времени на стадии обратной накачки и обрыва тока, полученные в эксперименте (1), расчете по модели с учетом ОЗ (2) и квазинейтральной модели (3).



**Рис. 2.** Распределения концентрации избыточных дырок и электрического поля в структуре, полученные в расчете по модели с учетом ОЗ (штриховая линия) и квазинейтральной модели (сплошная линия), в момент времени, соответствующий максимуму напряжения на структуре.

в  $n$ -области, где  $J$  — плотность тока,  $V_{ns}$  и  $V_{ps}$  — скорости насыщения электронов и дырок. По мере продвижения концентрационных фронтов к  $p$ - $n$ -переходу ОСП расширяются, растет напряжение на структуре и соответственно падает ток. В обеих моделях ОСП в  $p$ -области обладает большей скоростью расширения (более чем в 3 раза) и большей величиной электрического поля (в 1.5 раза), чем в ОСП в  $n$ -области. Это приводит к тому, что основная часть напряжения на структуре на стадии обрыва тока (до 82%) формируется в  $p$ -области.

Однако динамика ОСП в  $p$ -области в модели с учетом ОЗ и в квазинейтральной модели оказывается различной, что обуславливает различие и в характеристиках обрыва тока. Максимальное отличие в распределении концентрации избыточных дырок и электрического поля достигается в момент наибольшего напряжения на структуре, когда размеры ОСП также максимальны: 40 и 32  $\mu\text{m}$  для модели с учетом ОЗ и квазинейтральной модели соответственно (рис. 2).

В квазинейтральной модели после насыщения скорости основных носителей за границами концентрационных фронтов для прохождения тока необходимы избыточные носители, которые могут появиться только за счет процессов лавинного размножения. Данное обстоятельство приводит к формированию ОСП, величина поля в которых определяется концентрацией избыточных носителей, необходимых для прохождения тока [4].

Другая картина наблюдается в модели с учетом ОЗ. Пока величина электрического поля за границей концентрационного фронта мала (менее  $\sim 10^4$  V/cm), концентрация основных носителей плавно уменьшается от максимальной величины на концентрационном фронте до равновесного значения, что соответствует классическому режиму работы силового диода [8]. После насыщения скорости основных носителей в области за границей концентрационного фронта ( $E \sim 3 \cdot 10^4$  V/cm) концентрация основных носителей приобретает постоянное значение, определяемое выражениями  $p = J/(eV_{ps})$  и  $n = J/(eV_{ns})$  в  $p$ - и  $n$ -области соответственно. Распределение поля определяется в соответствии с уравнением Пуассона разностью концентрации основных носителей и примеси. По мере продвижения концентрационного фронта к  $p$ - $n$ -переходу ширина ОСП растет, соответственно растет и электрическое поле, пока его величина не станет достаточной для начала процесса лавинного размножения ( $\sim 2 \cdot 10^5$  V/cm в  $p$ - и  $\sim 1.4 \cdot 10^5$  V/cm в

$n$ -области). К этому моменту ширина ОСП в  $p$ -области достигает  $20 \mu\text{m}$ , в  $n$ -области —  $6 \mu\text{m}$ , а напряжение на структуре —  $530 \text{ V}$ .

Далее в районе максимума поля формируется область лавинного размножения, где происходят генерация и разделение электронно-дырочных пар. Скорость расширения ОСП в  $p$ -области пропорциональна скорости движения концентрационного фронта, которую можно записать как [4]:

$$V_p = \frac{J}{e\Delta p} \left( \frac{b}{b+1} - \frac{J_n}{J} \right), \quad (3)$$

где  $\Delta p$  — концентрация избыточных дырок на концентрационном фронте,  $J_n$  — плотность тока электронов в ОСП,  $b \sim 3$  — отношение подвижностей электронов и дырок. Как видно из (3), электронный ток вызывает торможение концентрационного фронта. Величина  $J_n/J$  достигает 0.2 и 0.4 в модели с учетом ОЗ и в квазинейтральной модели соответственно. При равной величине  $\Delta p$  это приводит к тому, что скорость концентрационного фронта в  $p$ -области в модели с учетом ОЗ превышает аналогичную величину в квазинейтральной модели в 1.5 раза. Более высокая скорость движения концентрационного фронта снижает время образования ОСП и увеличивает как максимальную ширину этой области ( $40$  и  $32 \mu\text{m}$ ), так и максимальное напряжение на структуре ( $847$  и  $667 \text{ V}$ ), что в конечном счете приводит к увеличению скорости обрыва тока ( $1.38 \cdot 10^{11}$  и  $0.9 \cdot 10^{11} \text{ A/s}$ ). Цифры в скобках относятся к модели с учетом ОЗ и квазинейтральной модели соответственно.

4. Таким образом, анализ результатов моделирования показал следующее. Во-первых, как в модели с учетом ОЗ, так и в квазинейтральной модели обрыв тока связан с образованием ОСП в высоколегированных  $p$ - и  $n$ -областях структуры. Во-вторых, динамика избыточных носителей в ОСП оказывается различной в рамках модели с учетом ОЗ и в квазинейтральной модели. Существование распределенного объемного заряда приводит к снижению роли процессов лавинного размножения и, как следствие, к более высоким коммутационным характеристикам: возрастают скорость отключения тока и максимальное напряжение на структуре.

## Список литературы

- [1] Рукин С.Н. // ПТЭ. 1999. № 4. С. 5–36.
- [2] Дарзбек С.А., Любутин С.К., Рукин С.Н. и др. // Электротехника. 1999. № 4. С. 20–28.
- [3] Дарзбек С.А., Месляц Г.А., Рукин С.Н. // ЖТФ. 1997. Т. 67. В. 10. С. 64–70.
- [4] Дарзбек С.А., Рукин С.Н., Цыранов С.Н. // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 4. С. 56–62.
- [5] Рукин С.Н., Цыранов С.Н. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 18. С. 41–46.
- [6] Пономарев А.В., Рукин С.Н., Цыранов С.Н. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 20. С. 29–34.
- [7] Scharfetter D.L., Gummel H.K. // IEEE Trans. Electron Devices. 1969. V. ED-16. N1. P. 64–77.
- [8] Benda H., Spence E. // Proc. IEEE. 1967. V. 55. N 8. P. 1331–1354.