

06

## Исследование процесса субнаносекундного обрыва тока в мощных полупроводниковых прерывателях

© С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург

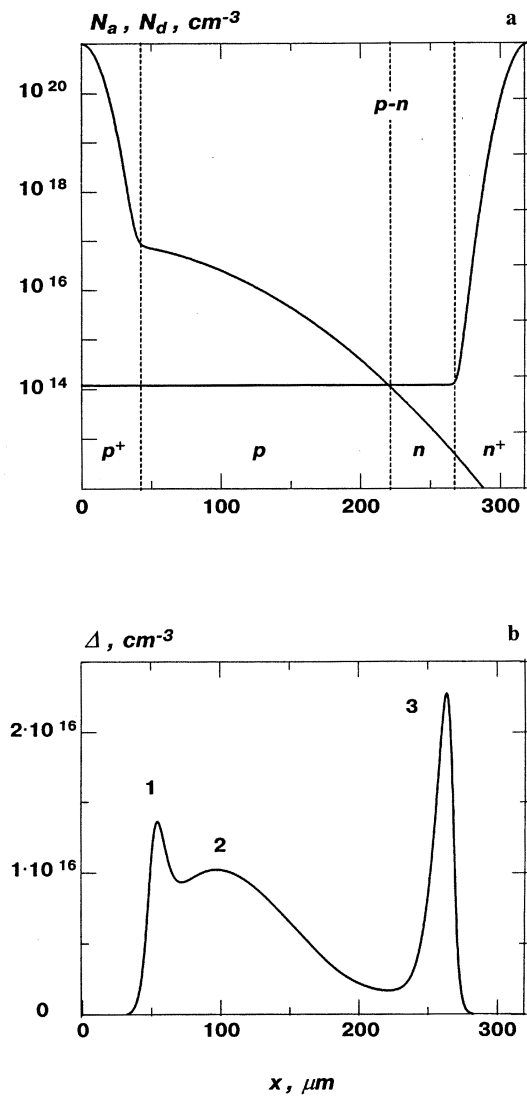
Поступило в Редакцию 25 февраля 2000 г.

В окончательной редакции 15 мая 2000 г.

На основе физико-математической модели исследован процесс обрыва тока высокой плотности в структуре SOS-диода. Установлено, что при глубине залегания  $p-n$ -перехода  $\sim 200 \mu\text{m}$ , времени прямой накачки менее 60 ns и времени обратной накачки  $\sim 10-15 \text{ ns}$  реализуется субнаносекундный обрыв тока плотностью  $10^3-10^4 \text{ A/cm}^2$ . Механизм обусловлен возникновением в  $p$ -области структуры двух пространственно разделенных областей сильного поля, расширяющихся на стадии обрыва тока со скоростью, близкой к насыщенной.

1. В последние несколько лет в области мощной наносекундной импульсной техники были разработаны новые полупроводниковые прерыватели тока — SOS-диоды, способные переключать импульсную мощность гигаваттного уровня и работать при напряжениях до  $10^6 \text{ V}$  [1]. SOS-эффект, представляющий собой наносекундный обрыв сверхплотных токов в полупроводниках, наблюдается в кремниевых  $p^+-p-n-n^+$ -структурах при времени накачки порядка  $10^{-7}-10^{-6} \text{ s}$  и плотности обратного тока  $1-60 \text{ kA/cm}^2$  [2,3]. Время обрыва тока при этих условиях лежит в диапазоне 5–10 ns.

Поскольку процесс обрыва тока в SOS-диодах связан с динамикой избыточной электронно-дырочной плазмы в структуре, то режим накачки структуры, определяющий профиль распределения концентрации избыточной плазмы, должен влиять и на коммутационную характеристику SOS-диода. Это положение было подтверждено в [4], где при уменьшении времени накачки был обнаружен режим субнаносекундного отключения тока. Цель работы состоит в рассмотрении физических процессов в полупроводниковой структуре SOS-диода, работающего в таком режиме.

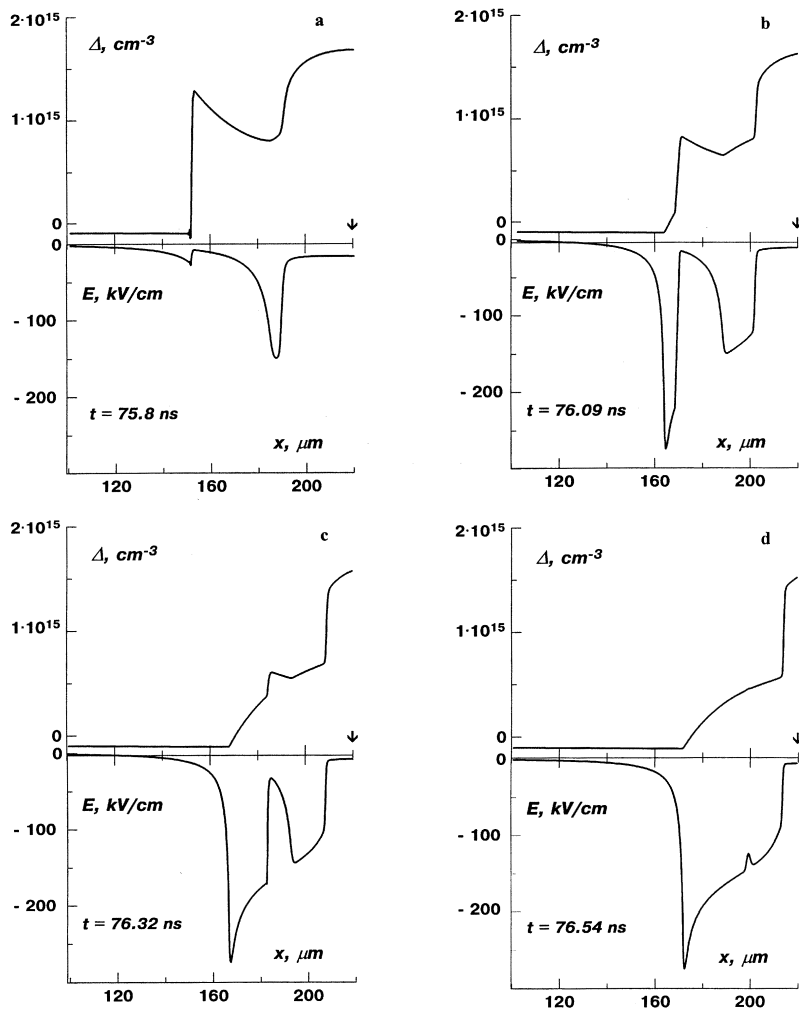


**Рис. 1.** Профиль легирования структуры SOS-диода (а) и распределение концентрации избыточных носителей, накопленных за время прямой накачки (б).

2. Для расчета процессов динамики электронно-дырочной плазмы использовалась физико-математическая модель, описанная в [2]. Типичная структура SOS-диода с глубокой диффузией алюминия приведена на рис. 1, *a*. Глубина залегания  $p$ - $n$ -перехода составляет  $220 \mu\text{m}$  при общей толщине пластинки кремния  $320 \mu\text{m}$ . В расчетах использовался SOS-диод, содержащий 80 последовательно соединенных таких структур с площадью  $0.24 \text{ cm}^2$ . Параметры электрической схемы соответствовали эксперименту [4]. При включении конденсатора прямой накачки в структуру вводился прямой ток плотностью до  $1 \text{ kA/cm}^2$  за время менее  $60 \text{ ns}$ . При последующем включении конденсатора обратной накачки в структуру вводился обратный ток, нарастающий к моменту обрыва тока до  $4 \text{ kA/cm}^2$  за время  $10$ – $15 \text{ ns}$ .

3. Было установлено, что при временах прямой накачки  $t^+ \leq 60 \text{ ns}$  и плотности прямого тока  $\sim 1 \text{ kA/cm}^2$  распределение концентрации накопленных носителей в левой части структуры вблизи  $p^+$ - $p$ -перехода имеет два характерных максимума (рис. 1, *b*, позиции 1 и 2) в отличие от режима с длинной прямой накачкой ( $300$ – $600 \text{ ns}$ ), когда в этой области структуры образуется только один максимум концентрации [2]. Как и в случае длинной прямой накачки, также образуется концентрационный максимум (позиция 3), расположенный в правой части структуры в области  $n$ - $n^+$ -перехода. Величина  $\Delta$  в модели (рис. 1, *b* и рис. 2) определяется из выражения:  $\Delta = p - N_a = n - N_d$ , где  $p$  и  $n$  — полные концентрации дырок и электронов,  $N_a$  и  $N_d$  — концентрации акцепторов и доноров соответственно. Моделирование показало, что возникновение двух максимумов (1 и 2) вместо одного обусловлено наличием встроенного поля вблизи  $p^+$ - $p$ -перехода. Условие образования максимумов 1 и 2 определяется величиной прошедшего на стадии прямой накачки заряда  $Q^+$ , и при  $t^+ \leq 60 \text{ ns}$  оно выполняется при  $Q^+ = (2-6) \cdot 10^{-5} \text{ C/cm}^2$ . Величина концентрации накопленных носителей в максимумах 1 и 2 при этом составляет  $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . При переходе к длинным временам прямой накачки и соответственном увеличении  $Q^+$  концентрация носителей растет,  $p^+$ - $p$ -переход заливается плотной плазмой, и в этой области структуры в распределении формируется только один максимум концентрации величиной  $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

Распределение концентрации накопленных носителей в  $p$ -области структуры имеет также два минимума. Один из них расположен между  $p^+$ -областью и максимумом 1, а второй — между максимумами 1 и 2 (рис. 1, *b*). На стадии обратной накачки избыточная плазма движется



**Рис. 2.** Распределения концентрации избыточных носителей и электрического поля в  $p$ -области структуры для четырех последовательных моментов времени на стадии субнаносекундного обрыва тока плотностью  $3.8 \text{ kA/cm}^2$  (стрелкой обозначена позиция  $p$ - $n$ -перехода).

к  $p-n$ -переходу. Концентрация накопленных носителей непрерывно уменьшается и перед процессом обрыва тока она лежит в диапазоне  $(1-4) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , а в распределении сохраняется начальная неоднородность в виде двух концентрационных максимумов 1 и 2. Процесс обрыва тока начинается, когда в сечениях структуры с минимальной концентрацией плазмы происходит насыщение скорости носителей, и образуются два соответствующих максимума поля, необходимого для генерации дополнительных носителей заряда и прохождения тока.

На рис. 2 показана динамика изменения концентрации избыточной плазмы и электрического поля в структуре при обрыве тока плотностью  $3.8 \text{ kA/cm}^2$ . На рисунках выделена только часть структуры в  $p$ -области до  $p-n$ -перехода, где непосредственно происходят процессы обрыва тока и появления области сильного поля. Первое распределение (рис. 2, *a*) соответствует началу процесса обрыва тока, когда его величина уменьшилась на 5%. Последнее распределение (рис. 2, *d*) соответствует завершающей стадии обрыва тока, когда на структуре развивается максимальное напряжение. Промежуток времени между первым и последним распределением, который и представляет собой длительность коммутационного процесса, составляет 740 ps, что согласуется с экспериментальными данными, полученными в [4]. Отметим, что область сильного поля при обрыве тока появляется и в  $n$ -области структуры вблизи  $n-n^+$ -перехода (слева от максимума 3). Однако ее ширина не превышает  $2.5 \mu\text{m}$ , в связи с чем она практически не влияет на процесс обрыва тока, поскольку не вносит заметного вклада в величину напряжения на структуре.

4. Анализ результатов моделирования показал, что субнаносекундный обрыв тока реализуется благодаря трем основным факторам. Первый из них связан с существованием двух пространственно разделенных областей сильного поля, которые одновременно расширяются и перекрывают друг друга в конце процесса коммутации, образуя единую область поля со средней напряженностью около  $200 \text{ kV/cm}$  и шириной около  $50 \mu\text{m}$ . Второй обусловлен низкой концентрацией избыточной плазмы, что определяет высокую скорость движения как границ плазмы, так и границ поля. При этих условиях средняя скорость образования единой области поля, ответственной за обрыв тока, достигает 70% от насыщенной скорости носителей в кремнии, что в 6–7 раз выше скорости образования области сильного поля при длинных временах накачки [1]. Третий: для реализации субнаносекундного обрыва тока необходимо

использовать структуры с максимально возможной шириной  $p$ -области, когда глубина залегания  $p$ - $n$ -перехода лежит в диапазоне 200–220  $\mu\text{m}$ . С одной стороны, это необходимо для снижения концентрации накопленной плазмы на стадии прямой накачки и соответственного увеличения скорости движения границ плазмы и поля на последующих стадиях обратной накачки и обрыва тока. А с другой стороны, более высокие скорости движения границ плазмы требуют и более широкой  $p$ -области, поскольку процесс образования области сильного поля должен завершиться до момента времени, когда избыточная плазма достигнет границы  $p$ - $n$ -перехода.

## Список литературы

- [1] Рукин С.Н. // ПТЭ. 1999. № 4. С. 5–36.
- [2] Дарзбек С.А. и др. // ЖТФ. 1997. Т. 67. В. 10. С. 64–70.
- [3] Дарзбек С.А. и др. // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 4. С. 56–62.
- [4] Любутин С.К. и др. // ДАН. 1998. Т. 360. № 4. С. 477–479.