

Туннельная рекомбинация в кремниевых лавинных диодах

© С.В. Булярский*, В.К. Ионычев*, В.В. Кузьмин

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

* Мордовский государственный университет,
430000 Саранск, Россия

(Получена 18 февраля 2002 г. Принята к печати 10 июня 2002 г.)

Методом математического моделирования исследовано распределение потока туннельной рекомбинации по области пространственного заряда $p-n$ -перехода. Показано, что при малых значениях вероятности туннелирования скорость рекомбинации достигает насыщения. Приведено выражение для вольт-амперной характеристики $p-n$ -перехода в случае туннельной рекомбинации. Проведены экспериментальные исследования вольт-амперных характеристик кремниевых лавинных диодов, содержащих дислокации. Результаты численных расчетов на основе модели туннельной рекомбинации согласуются с экспериментальными данными.

1. Введение

В настоящее время теория рекомбинационных процессов в области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводниковых структур претерпела ряд существенных изменений. Теория Шокли-Рида-Холла неприменима для структур, в которых электроны и дырки пространственно разделены на локальных состояниях и для рекомбинации вынуждены туннелировать через потенциальные барьеры. С другой стороны, участки вольт-амперных характеристик (ВАХ), обусловленные рекомбинацией в ОПЗ, несут полезную информацию о свойствах центров рекомбинации, знание которых очень важно. В [1] предложена обобщенная модель рекомбинации для структур с туннельно-связанными областями. На ее основе в данной работе исследуется туннельная рекомбинация в кремниевых лавинных диодах, содержащих дислокации.

2. Характеристики исследуемых образцов

В качестве объекта исследования были выбраны лавинные выпрямительные диоды КД 2978 (рис. 1). Образцы представляют собой кремниевые эпитаксиальные p^+-n -переходы. Основу структуры образует подложка из кремния КДБ-0.005 p -типа проводимости. $p-n$ -переход формировался путем выращивания эпитаксиальной пленки n -типа толщиной 18 мкм с удельным сопротивлением 0,07 Ом·см. В месте выхода $p-n$ -перехода на поверхность вытравливалась канавка, которая зарастивалась азотнозакисным окислом методом плазмохимического осаждения в атмосфере O_2 и N_2 . Результаты исследования вольт-фарадных характеристик показали, что изучаемым диодам, несмотря на эпитаксиальную технологию изготовления, наиболее точно соответствует

экспоненциальная модель $p-n$ -перехода [2]

$$N_a(x) - N_d = N_0 \left[\exp\left(-\frac{x-x_j}{\lambda}\right) - 1 \right] \quad (1)$$

с параметрами: $N_0 = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\lambda = 0.25 \text{ мкм}$. В выражении (1) значение $x = 0$ соответствует границе раздела «эпитаксиальная пленка-подложка».

В изготовленной партии образцов проводилась сортировка по величине обратного тока. На основе анализа вольт-фарадных характеристик выяснено, что образцы с повышенными обратными токами характеризуются большими значениями параметра N_0 . Это говорит о том, что в них $p-n$ -переход залегает ближе к поверхности раздела «пленка-подложка», чем в образцах с низкими обратными токами. Известно [3], что на границе раздела «эпитаксиальная пленка-подложка» всегда имеются дефекты и несовершенства (дислокации, дефекты упаковки и т.д.). По мере удаления от границы их плотность снижается. Наши численные оценки показали, что смещение металлургического $p-n$ -перехода x_j от границы раздела «пленка-подложка» для всех образцов

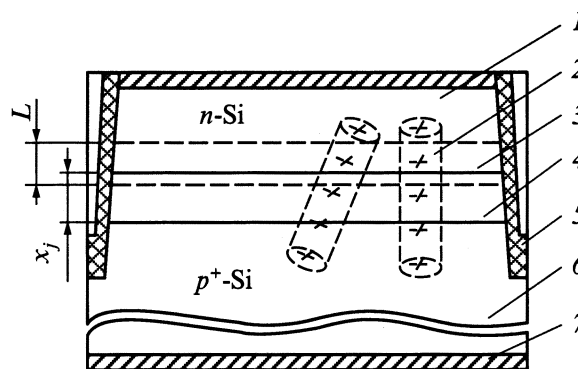


Рис. 1. Структура исследуемых диодов. 1 — эпитаксиальная пленка, 2 — дислокация, 3 — металлургический $p-n$ -переход, 4 — граница раздела «пленка-подложка», 5 — азотнозакисный окисел, 6 — подложка, 7 — металлизация ОПЗ, L — ширина ОПЗ, x_j — смещение металлургического $p-n$ -перехода.

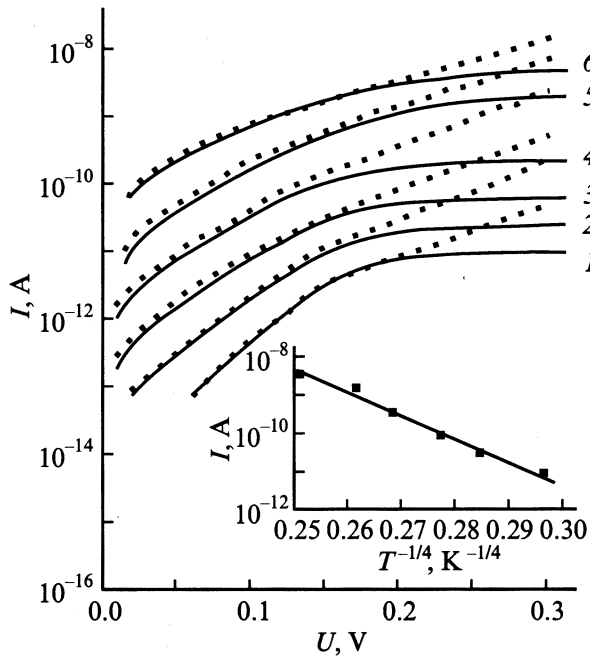


Рис. 2. Экспериментальные (точки) и теоретические (сплошные линии) прямые ВАХ диодов с большим обратным током; температурная зависимость прямого тока при $U = 0.2$ В. T , К: 1 — 129.2, 2 — 151.7, 3 — 168.8, 4 — 184.8, 5 — 214.0, 6 — 250.5. На вставке — температурная зависимость тока.

не превышает 1.3 мкм, т.е. он всегда располагается в области с потенциально высокой плотностью дефектов. Различие же обратных токов приборов можно объяснить неравномерным распределением дефектов по площади исходной пластины. В образцах с худшими характеристиками плотность дефектов в ОПЗ больше, соответственно выше и обратный ток.

Для определения влияния поверхностных токов по одинаковой технологии изготавливались несколько партий образцов различной площади. Результаты измерения показали, что прямой ток растет пропорционально площади структуры, т.е. имеет объемный характер, и вклад поверхностного тока пренебрежимо мал.

3. Прыжковая проводимость вдоль дислокации

Измерение прямых ВАХ лавинных диодов проводилось на постоянном токе в области низких (130–150 К) температур. При измерениях образцы помещались в светонепроницаемый криостат. Температура контролировалась с помощью платинового термометра сопротивления ТСПН-5. Точность поддержания температуры составляла 0.1 К.

Начальные участки измеренных ВАХ представлены на рис. 2 (точки). Температурная зависимость тока при построении в координатах $\ln I = f(T^{-1/4})$ линейна,

т.е. выполняется закон Мотта (рис. 2, вставка):

$$I = I_0 \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right], \quad (2)$$

$$T_0 = \frac{\beta}{kg(E_F)a^3},$$

где $g(E_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми, k — постоянная Больцмана, a — радиус локализации электрона [4], β — константа, рассчитываемая на основании теории протекания [5]; для трехмерной задачи $\beta = 21$.

Такое температурное поведение тока указывает на наличие механизма прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. Причиной этого явления могут быть дислокации, расположенные вдоль пути протекания тока и пересекающие p - n -переход (рис. 1).

По наклону кривой (рис. 2) получено значение $T_0 = 3.7 \cdot 10^8$ К. Вычисленная величина плотности состояний на уровне Ферми $g(E_F) = 6.4 \cdot 10^{16}$ эВ $^{-1}$ · см $^{-3}$. В [5] указано, что протекание происходит в узком интервале энергий вблизи уровня Ферми, который может быть оценен по формуле

$$\Delta = - \frac{d \ln I}{d(kT)^{-1}}. \quad (3)$$

Средняя энергия в нашем случае составляет $\Delta = 0.1$ эВ, что дает концентрацию ловушек $N_t = 6.4 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$.

Наиболее сильно на параметры p - n -перехода влияют краевые дислокации [6]. Для них плотность состояний в пределах дислокационной трубки соизмерима с плотностью собственных атомов, а ловушки обусловлены обрывами связей линейной атомной плоскости. В нашем случае плотность состояний значительно ниже. Можно предположить, что исследуемые дислокации являются краевыми, но часть оборванных линий связи „забита“ неконтролируемыми примесями и электрически неактивна.

4. Моделирование туннельной рекомбинации в p - n -переходе

Если в ОПЗ p - n -перехода имеется высокая плотность локализованных состояний, превосходящая концентрацию свободных носителей, то последние быстро захватываются на ловушки [7]. Электроны и дырки оказываются локализованными в различных областях пространства. Для того чтобы произошел акт рекомбинации, носители вынуждены туннелировать.

Выражение для скорости туннельной рекомбинации в полупроводнике в случае, если распределением локальных состояний по энергиям можно пренебречь,

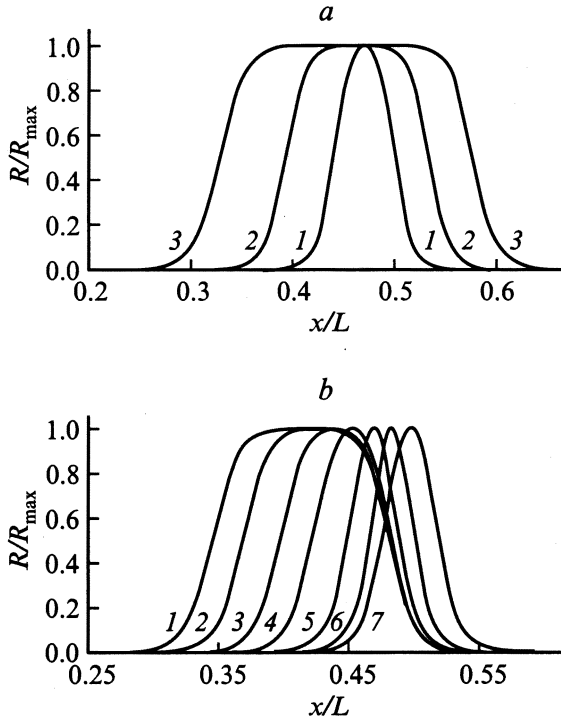


Рис. 3. Распределение потока туннельной рекомбинации по ОПЗ экспоненциального p - n -перехода в нормированных координатах. a — $U, В$: 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.3. b — $U = 0.2 В$; $w, см^3 \cdot с^{-1}$: 1 — $1.6 \cdot 10^{-28}$, 2 — $4.6 \cdot 10^{-27}$, 3 — $8.4 \cdot 10^{-26}$, 4 — $1.1 \cdot 10^{-24}$, 5 — $3.2 \cdot 10^{-23}$, 6 — $5.8 \cdot 10^{-22}$, 7 — $6.9 \cdot 10^{-20}$.

имеет вид [8]

$$R = \frac{c_n c_p w N_t^2 [pp - n_1 p_1]}{c_n c_p (n + n_1)(p + p_1) + w N_t [c_n (n + n_1) + c_p (p + p_1)]}, \quad (4)$$

где $w = w_0/N_t$ — вероятность туннелирования, отнесенная к единичной концентрации состояний, по которым идет перенос; N_t — концентрация локальных состояний; n_1 и p_1 — концентрации соответственно электронов и дырок, приведенные к уровню локального состояния.

Концентрации свободных электронов и дырок n и p в ОПЗ можно найти из решения уравнения Пуассона. Величина вероятности туннельного прыжка в единицу времени w_0 определяется интегралом перекрытия, который можно оценить по формуле [5]

$$w_0(r) = v \exp(-2r/a), \quad (5)$$

где v — частота характеристического фонона, r — длина прыжка, a — радиус локализации электрона. Длина прыжка равна среднему расстоянию между примесями $r \approx N_t^{-1/3}$.

На рис. 3, a представлены результаты численного моделирования распределения потока туннельной рекомбинации по ширине ОПЗ (L) экспоненциального p - n -перехода при различных прямых напряжениях смещения.

В отличие от записи формулы (1) ноль по оси x здесь и далее выбран на границе ОПЗ в p -области (нижняя пунктирная линия на рис. 1). Параметры аппроксимации p - n -перехода: $N_0 = 1 \cdot 10^{17} см^{-3}$, $\lambda = 0.25 мкм$. Температура равна 150 К. Параметры глубоких центров: $E_t = E_c - 0.7 эВ$, $N_t = 5 \cdot 10^{15} см^{-3}$. Полученная зависимость имеет участки резкого роста, сужающиеся по мере увеличения прямого смещения на p - n -переходе, и участок насыщения. Как отмечалось в [1], скорость туннельной рекомбинации испытывает насыщение при малых значениях вероятности туннелирования w .

При больших значениях w выражение (4) переходит в выражение для классической рекомбинации Шокли-Рида

$$R = \frac{c_n c_p (np - n_1 p_1) N_t}{c_n (n + n_1) + c_p (p + p_1)}, \quad (6)$$

и участок насыщения R исчезает. На рис. 3, b представлены результаты моделирования $R = f(x)$ при прямом смещении 0.2 В и различных значениях w . Температура равна 150 К. С ростом вероятности туннелирования скорость рекомбинации перестает лимитироваться туннельными переходами, ширина участка насыщения на зависимости $R = f(x)$ уменьшается, и кривая принимает вид характерного „горба“.

Формулу (4) можно использовать для вычисления ВАХ p - n -перехода в случае наличия в ОПЗ процесса туннельной рекомбинации. Плотность тока рекомбинации может быть найдена интегрированием скорости рекомбинации (4) по ОПЗ с учетом выражений для концентрации свободных носителей заряда

$$j_r = e \int_0^L R(x) dx. \quad (7)$$

Кривую распределения $R = f(x)$ невозможно описать аналитически интегрируемой функцией. Она определяется конкретной формой p - n -перехода. Поэтому в [1] предлагается вычислять интеграл (7) методом полуспада. Для этой процедуры необходимо знать лишь поведение максимума зависимости $R = f(x)$. Выполняя эту процедуру, находим значения концентраций свободных носителей заряда в точке максимума скорости рекомбинации:

$$n = n_i \sqrt{\frac{c_p(E)}{c_n(E)} \left[\frac{c_n(E) n_1(E) + w N_t}{c_p(E) p_1(E) + w N_t} \right]} \exp\left(\frac{eU}{2kT}\right),$$

$$p = n_i \sqrt{\frac{c_n(E)}{c_p(E)} \left[\frac{c_p(E) p_1(E) + w N_t}{c_n(E) n_1(E) + w N_t} \right]} \exp\left(\frac{eU}{2kT}\right). \quad (8)$$

С учетом (4) и (8) выражение для плотности тока в случае туннельной рекомбинации имеет вид [1]

$$j_r = \frac{2kTL}{U_d - U} \times \frac{wN_t^2 c_n c_p n_i^2 [\exp(eU/kT) - 1]}{c_n c_p (n + n_1)(p + p_1) + wN_t [c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1)]}. \quad (9)$$

Теоретическая ВАХ рассчитывалась по выражению (9) с учетом (5). Результаты моделирования показаны на рис. 2 (сплошные линии). Параметры глубоких центров составляли $E_t = E_v + 0.45$ эВ, $N_t = 6.1 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Как видно из рис. 2, начальные участки экспериментальных и теоретических ВАХ хорошо соответствуют друг другу. Ранее найденные характеристики ловушек согласуются с параметрами моделирования. Это доказывает верность предположения о туннельной рекомбинации и прыжковой проводимости вдоль дислокации в ОПЗ p - n -перехода.

При более высоких прямых напряжениях на p - n -переходе ($U > 0.3$ В) теоретически рассчитанные величины тока оказываются заниженными. В этом диапазоне напряжений существенный вклад вносят другие механизмы токопереноса.

5. Заключение

В данной работе модель туннельной рекомбинации распространена на полупроводниковые структуры с p - n -переходами. Проведено исследование механизма токопрохождения в кремниевых лавинных диодах. Определены параметры глубоких центров, участвующих в формировании рекомбинационного тока. Результаты математического расчета ВАХ на основе рассмотренной модели сопоставлены с экспериментальными данными и показали хорошее соответствие, что обосновывает верность выбора данной модели.

Список литературы

- [1] С.В. Булярский, Н.С. Грушко. ЖЭТФ, **118**, 1222 (2000).
- [2] П.В. Акимов, Ю.Н. Сережкин, В.М. Федосеев. Деп. в ВИНТИ, 1985, № 8126-В.
- [3] К. Рейви. *Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии*, пер. с англ. (М., Мир, 1984).
- [4] С.Д. Барановский, В.Г. Карпов, Б.И. Шкловский. ЖЭТФ, **94**, 278 (1988).
- [5] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [6] Г. Матаре. *Электроника дефектов в полупроводниках*, пер. с англ. (М., Мир, 1974).
- [7] С.Д. Барановский, Е.Л. Ивченко, Б.И. Шкловский. ЖЭТФ, **92**, 2234 (1987).
- [8] Н.С. Грушко. В сб.: *Критические технологии и фундаментальные проблемы физики конденсированных сред: Труды лекторов Школы* (Ульяновск, Изд-во УлГУ, 1999) с. 81.

Редактор Л.В. Беляков

Tunnel recombination in silicon avalanche-type diodes

S.V. Buljarskii*, V.K. Ionychev*, V. Kuzmin

Ulyanovsk State University,
432700 Ulyanovsk, Russia

* Mordovian State University,
430000 Saransk, Russia

Abstract The distribution of a tunnel recombination stream over the space charge region of p - n -junction has been investigated by a method of mathematical simulation. It is shown that the recombination rate achieves saturation at small values of the tunneling probability. The expression for a current-voltage characteristic of p - n -junction is given in the case of a tunnel recombination. The experimental study has been carried out on silicon avalanche-type diodes containing dislocations. Results of the numerical calculations based on the tunnel recombination model agree well with the experimental data.