

## ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В УСЛОВИЯХ КОНТАКТНОЙ ЭКСКЛЮЗИИ

Акопян А. А., Витусевич С. А., Малютенко В. К.

Исследовано пространственное распределение носителей заряда в образцах Ge при  $T=300$  К в условиях их контактной эксклюзии путем измерения поглощения свободными носителями излучения  $\text{CO}_2$ -лазера ( $\rho=10.6$  мкм) в спектральной области за краем собственного поглощения. В условиях, когда вблизи антизапорного контакта  $p^+$ - $p$ -структуры вследствие выноса биполярной плазмы в омический контакт образуется область почти полного истощения, впервые обнаружена область скачкообразного возрастания концентрации носителей при переходе от истощенной области образца к его невозмущенной части.

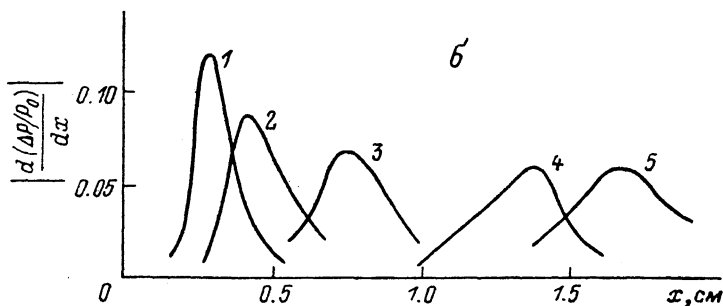
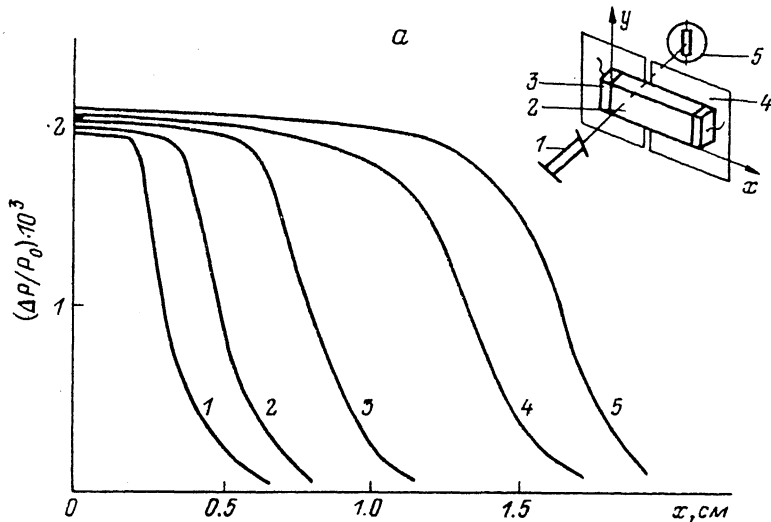
Недавно в наших работах [1, 2] была развита подробная аналитическая теория контактной эксклюзии в биполярных полупроводниках как для стационарных, так и для переходных процессов. В частности, было показано, что в условиях, когда вблизи антизапорного контакта (например,  $p^+$ - $p$ -структуры) вследствие выноса биполярной плазмы в омический контакт образуется область почти полного истощения, при описании пространственного распределения носителей  $n(x)$  следует учитывать их обратный диффузионный поток к  $p^+$ -контакту. В результате конкуренции противоположно направленных диффузионных полевых потоков носителей в некотором диапазоне токов через образец в выражении для  $n(x)$  ( $p^+$ -контакт находится в плоскости  $x=0$ ) возникает область очень резкого изменения концентрации носителей (ступенька). В эксперименте наличие ступеньки косвенно подтверждалось путем измерения распределения потенциала вдоль образца. Возможность возникновения резко неоднородного распределения концентрации носителей обсуждалась ранее в [3] при анализе численного решения уравнений, описывающих эксклюзию.

В настоящей работе наличие ступеньки в пространственном распределении  $n(x)$  подтверждается исследованием поглощения свободными носителями лазерного излучения в спектральной области за краем собственного поглощения ( $\omega < E_g/\hbar$ ,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны).

Исследовались образцы  $p$ -Ge с концентрацией нескомпенсированной примеси  $n_a \equiv N_a - N_d \approx 2.7 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>,  $p^+$ -контакт создавался сплавлением индия в один из торцов кристалла. Чтобы исключить влияние поверхностных генерационных процессов (теория [1, 2] построена в одномерном приближении) на процесс эксклюзии, свободные грани образца подвергались химическому травлению, что обеспечивало величину скорости поверхностной рекомбинации  $S < 200$  см/с, а его поперечные размеры превышали диффузионную длину носителей тока  $L_a \approx 0.16$  см. В качестве источника зондирующего излучения использовался  $\text{CO}_2$ -лазер ( $\lambda=10.6$  мкм), работающий в непрерывном режиме. Лазерное пятно перемещалось вдоль широкой грани образца. Диафрагма в виде узкой щели шириной 140 мкм, расположенная за образцом, определяла пространственную разрешающую способность эксперимента. Охлажденный фотоприемник Ge(Au), расположенный за щелью, фиксировал модуляцию мощности излучения  $\Delta P$  лазера при подаче на образец прямоугольных электрических импульсов длительностью 1.5 мс (см. вставку на рисунке). Измерения выполнялись при  $T=300$  К. Величина мощности излучения лазера, прошедшего через

образец без электрического смещения, определялась с помощью механического прерывателя (на рисунке не указан).

Зависимость сигнала пропускания  $\Delta P/P_0$  вдоль образца длиной  $l=2.92$  см при различных значениях электрического смещения представлена на рисунке, а. Наибольшее пропускание (вблизи  $p^+$ -контакта) соответствует минимальной концентрации электронно-дырочных пар. Так как исходное пропускание кристалла  $P_0$  велико ( $kd \sim 10^{-3}$ ,  $k$  — коэффициент поглощения излучения лазера свободными носителями,  $d$  — толщина кристалла вдоль луча лазера), эффект модуляции пропускания  $\Delta P/P_0$  незначителен даже в прилегающей к антизапорному контакту области кристалла.<sup>1</sup>



Пропускание излучения  $\text{CO}_2$ -лазера образцом  $p$ -Ge толщиной 0.24 см в условиях эксклюзии (а); производная пространственного распределения прошедшего через образец излучения по координате (б).

U, В: 1 — 2.5, 2 — 5.3, 3 — 10.3, 4 — 24.5, 5 — 33.0. На вставке изображена схема эксперимента: 1 — лазер, 2 — образец, 3 —  $p^+$ -контакт, 4 — диафрагма, 5 — фотоприемник.

Как видно из рисунка, уже при электрическом смещении 2.5 В четко прослеживается истощение при контактной области кристалла. Далее с ростом напряжения область истощения распространяется в глубь кристалла почти на 1.5 см; таким образом, в условиях эксклюзии длина области истощения превышает  $L_d$  на порядок.

<sup>1</sup> Следует отметить, что в условиях эксперимента имеет место также модуляция коэффициента отражения  $\Delta R/R_0$  излучения  $\text{CO}_2$ -лазера. Интересно, что в условиях  $kd \ll 1$ , когда эффективный коэффициент отражения пластины «формируется» как передней, так и задней гранями, величины  $\Delta R/R_0$  и  $\Delta P/P_0$  оказываются одного порядка. Это обстоятельство следует учитывать в расчетах истинного пространственного распределения носителей в пластине.

Из сравнения кривых 1 и 5 четко видно различие в характере формирования области истощения при малых и больших напряжениях. Так, при  $V=2.5$  В область истощения отделена от области высокой концентрации резкой, почти ступенчатой границей (прозрачность уменьшается), далее медленно на расстоянии порядка  $L_d$  концентрация достигает своего равновесного значения и остается неизменной вплоть до противоположного контакта. При больших напряжениях (кривая 5) область скачкообразного изменения концентрации исчезает, после протяженной области истощения концентрация медленно нарастает до равновесного значения. Различие в характере переходных областей (области протяженности, крутизны изменения концентрации) хорошо видно на рисунке, б где представлены первые производные кривых 1—5 по координате.

Распределение концентрации, следующее из рисунка, а, полностью совпадает с теоретической картиной, описанной в [1]. От контакта с минимальной концентрацией  $n_1 \approx n_0/16i^2$  [здесь  $i = jL_d/2n_a(D_n + D_p)$  — безразмерная плотность тока,  $j = j_p - j_n$  — плотность тока, выраженная в единицах потока через плотности потоков электронов и дырок  $j_{a,p}$ ,  $D_{n,p}$  — коэффициенты диффузии,  $n_0$  — равновесная концентрация электронов] концентрация медленно нарастает до величины  $n_2 \approx n_a^2 i/n_0$ . Затем на сжатой диффузионной длине  $L_{сж} = L_d i^{1/2} (z_0 + 1/2)$ , где  $z_0 = n_0/n_a$ , концентрация резко возрастает до величины  $n_3 \approx n_a i^{1/2}$ . Длина  $L_{сж} < L_d$ , так как рассматриваемая картина осуществляется для плотностей токов  $1/2 (z_0 + 1/2) < i < (z_0 + 1/2)^2$  и всегда предполагается  $z_0 \gg 1$ . После резкого ступенчатого роста концентрации наступает его замедление и на нескольких диффузионных длинах (1—2) концентрация нарастает до равновесной.

Однако при  $i > (z_0 + 1/2)^2$  область скачкообразного распределения исчезает и концентрация медленно нарастает от минимального значения на контакте до равновесного. Такой режим эксклюзии рассматривался в дрейфовом приближении в [4].

Таким образом, приведенные экспериментальные результаты подтверждают построенную в [1, 2] теорию процесса эксклюзии носителей тока в области сильных полей, когда нельзя пренебречь диффузией носителей к антизапорному контакту.

#### Список литературы

- [1] Акопян А. А., Витусевич С. А., Малютенко В. К. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 10. С. 1783—1788.
- [2] Акопян А. А., Витусевич С. А., Малютенко В. К. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 3. С. 471—478.
- [3] White A. M. // Infr. Phys. 1985. V. 25. N 6. P. 729—743.
- [4] Aronov D. A., Knigin P. I., Korolev Yu. S., Rubinov V. V. // Phys. St. Sol. (A). 1984. V. 81. N 1. P. 11—45.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Получена 18.01.1990  
Принята к печати 11.04.1990