

Мурашова В.А., Пашенко Г.С., Федорчук Р.В., Сырейщикова Т.И., Шорин К.Н., Якименко М.Н. Препринт ФИАН 71, М. 1988.

[3] Alexandrov Yu.M., Koshevoi M.O., Murashova V.A., Nikitina T.F., Rupasov A.A., Sklizkov G.V., Shikanov A.S., Yakimenko M.N., Eidmann K., Siegel R., Tsakiris G.D. // *Las. and Part. Beams*. 1988. V.6. P.3.

[4] Александров Ю.М., Кошевой М.О., Мурашова В.А., Рупасов А.А., Федин Д.А., Федорчук Р.В., Шиканов А.С., Шпольский М.Р., Якименко М.Н. Тез. докл. П Всес. семинара по физике быстропротекающих плазменных процессов, Гродно, 1989, с. 20.

Физический институт
им. П.Н. Лебедева
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
1 февраля 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 6

26 марта 1991 г.

06.1; 06.3

© 1991

ИЗБЫТОЧНЫЕ ОБРАТНЫЕ ТОКИ В р-п ПЕРЕХОДАХ
НА ОСНОВЕ $Cd_xHg_{1-x}Te$, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ
ФЛУКТУАЦИЯМИ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИМЕСЕЙ

Н.Л. Баженов, С.И. Гасанов,
В.И. Иванов - Омский

Электронно-дырочные переходы на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) широко исследуются с целью создания на их основе фотодиодов. Известно [1], что величина обратных токов таких структур при росте запирающего напряжения обусловлена следующими механизмами: диффузионным (обратный ток I не зависит от напряжения U), туннелированием с участием примесей или прямым туннелированием зона-зона ($I \sim \exp(-1/\sqrt{U})$). При этом основным аргументом в пользу того или иного механизма является спрямляемость вольт-амперной характеристики (ВАХ) в тех или иных координатах.

Вместе с тем, в ряде случаев обратную ветвь ВАХ не удается описать в рамках какой-либо из перечисленных моделей. В настоящей работе сделана попытка описать ВАХ p^+n структур КРТ с помощью теории, учитывающей флуктуации концентрации легирующих примесей вблизи р-п перехода.

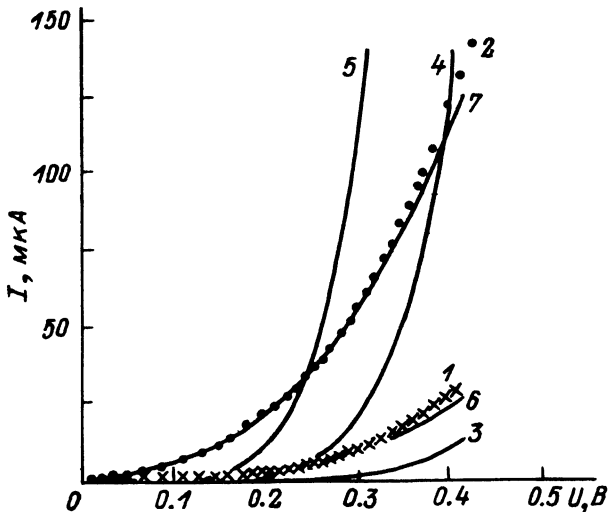


Рис. 1. Обратные ветви ВАХ для двух р-п переходов образца с $x=0.22$ (1 - кружки, 2 - крестики) при $T=40$ К. Кривые 3, 4, 5 - расчетные зависимости для механизма туннелирования зона-зона без учета флуктуаций. Подгоночный параметр N_a равен, соответственно, 10^{15} см $^{-3}$ (3), $1.5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ (4), $2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ (5) $U_k=0.06$ В. Кривые 6 и 7 рассчитаны с помощью выражения (1) с подгоночными параметрами, указанными в тексте.

В работе М.Э. Райха и И.М. Рузина [2] рассмотрены ВАХ обратно смещенных р-п переходов на основе сильно компенсированных полупроводников и показано, что в этом случае имеют место избыточные токи, обусловленные флуктуацией концентрации примесей. Такие флуктуации приводят к локальному сужению ширины потенциального барьера р-п переходов, что экспоненциально облегчает межзонное туннелирование электронов. В работе [3] эта теория была применена для объяснения обратных ВАХ р-п переходов на основе твердых растворов $GaAs - GaSb$. Характерной особенностью ВАХ в рамках этой теории является то, что она должна спрямляться в координатах $\ln(I / (U\sqrt{U+U_k}))$ от $\sqrt{U+U_k}$ (а не $\ln(I / U\sqrt{U+U_k})$ от $1/\sqrt{U+U_k}$, как при туннелировании без учета флуктуаций [4]); здесь U_k - контактная разность потенциалов.

В настоящей работе в качестве объектов исследования были выбраны p^+r переходы на основе эпитаксиальных слоев КРТ, полученных жидкофазной эпитаксией из теллуровых растворов-расплавов. Состав x твердых растворов был 0.22 и 0.24, что при $T=40$ К соответствует ширине запрещенной зоны $E_g \sim 0.10$ и 0.14 эВ соответственно. Концентрация дырок в исходных слоях при $T=77$ К по измерению эффекта Холла составляла $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$. Электронно-дырочный переход создавался ионной имплантацией бора. Площадь р-п переходов составляла $S=2.5 \cdot 10^{-5}$ см $^{-2}$.

На рис. 1 представлены ВАХ двух типичных р-п переходов при $T=40$ К, сформированных на слое КРТ с $x=0.22$. Отсутствие участка насыщения на ВАХ, быстрый рост тока при $0.1 < U < 0.4$ В свидетельствует в пользу туннельного механизма протекания тока. Однако следует подчеркнуть два момента.

1) Известно, что ионная имплантация бора в КРТ формирует п область с концентрацией электронов порядка 10^{18} см⁻³ [5], при этом область объемного заряда р-п перехода локализуется в менее легированной р-области. При этом использование стандартных выражений для величины туннельного тока, например [4], предсказывает величину тока, значительно превышающую экспериментальные значения. Расчетные кривые приближаются к экспериментальным значениям, если предположить, что концентрация акцепторов N_a вблизи р-п перехода примерно на порядок меньше, чем в исходном материале (рис. 1, кривые 3, 4, 5). Этот факт известен в литературе [6] и объясняется диффузией свободной ртути из области, подвергнутой ионной имплантации, в р-материал. Эта ртуть компенсирует вакансии ртути, являющиеся скорее всего акцепторами, что приводит к уменьшению их концентрации.

2) Как видно из рис. 1, расчетные кривые, учитывающие межзонное туннелирование, не могут быть совмещены с экспериментальными точками на сколь-нибудь существенном участке напряжений при использовании N_a в качестве подгоночного параметра. Таким образом, в рамках механизма межзонного туннелирования не может быть объяснена величина экспериментально наблюдаемых обратных токов.

Вместе с тем, как видно из рис. 2, экспериментальные ВАХ имеют линейный участок в координатах $\ln(I/I_0) / (U\sqrt{U+U_k})$ от $\sqrt{U+U_k}$, что свидетельствует о применимости теории [2]. При этом ВАХ описывается выражением [7]:

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = - \frac{\alpha}{(N_a + N_d)^{1/2} a_B^{3/2}} \left(\frac{E_g}{E_B}\right)^{5/4} + \beta \frac{(N_a - N_d)^{1/2} E_g q^{1/2} (U + U_k)^{1/2}}{(N_a + N_d)(\alpha_B E_B)^{3/2}}, \quad (1)$$

где $\alpha=0.174$, $\beta=0.141$, q - заряд электрона, α_B и E_B - боровские радиус и энергия электрона соответственно, N_d - концентрация компенсирующих доноров, I_0 - предэкспоненциальный множитель выражения для туннельного тока без учета флуктуаций [4]:

$$I_0 = \frac{S q^{7/2}}{\pi^{1/2} \hbar^2} \left[\frac{m^* (N_a - N_d)}{E_g \epsilon} \right]^{1/2} U (U + U_k)^{1/2},$$

где m^* - эффективная масса электрона, ϵ - диэлектрическая проницаемость, остальные обозначения общепринятые.

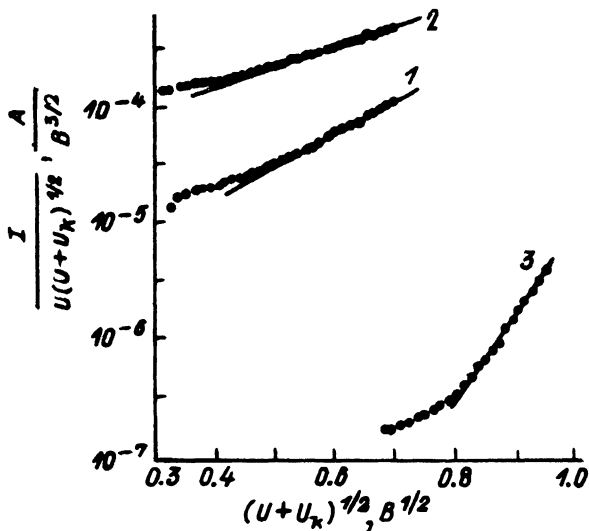


Рис. 2. Обратные ветви ВАХ для р-п переходов образца с $x=0.22$ (1 и 2) и $x=0.24$ (3) при $T=40$ К. $U_k=0.06$ В ($x=0.22$) и 0.1 В ($x=0.24$).

Как видно из выражения (1), имеются два подгоночных параметра $N_a + N_d$ и $N_a - N_d$, которые можно определить по наклону зависимости $\lg(I / (U\sqrt{U+U_k}))$ от $\sqrt{U+U_k}$ и по отсечке экспериментальной кривой на рис. 2 на ось ординат. Для образца с $x=0.22$ для двух р-п переходов было получено $N_a - N_d = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а параметр $N_a + N_d$ составил $1.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для диодов 1 и 2 (рис. 1, кривые 6 и 7 соответственно). Для образца с $x=0.24$ - $N_a - N_d = 3.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $N_a + N_d = 8.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Тот факт, что полученное значение $N_a - N_d$ меньше, чем в исходном материале (более, чем на порядок) объясняется, по-видимому, теми же причинами, которые отмечались выше. Значение $N_a + N_d$ при данном $N_a - N_d$ свидетельствует, что образцы имеют высокую степень компенсации, что, кстати, косвенно подтверждает правомерность применения теории [2] к данным образцам. Кривые, рассчитанные с помощью выражения (1), учитывающего влияние флуктуаций концентрации примесей, хорошо совпадают с экспериментальными значениями (рис. 1). Следует отметить, что у р-п переходов 1 и 2 (рис. 1) с $x=0.22$ при одном и том же значении $N_a - N_d = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ обратные токи заметно различаются при незначительном различии $N_a + N_d$.

Таким образом, проблема избыточных токов в р-п переходах на основе КРТ может быть связана с высокой степенью компенсации исходных материалов дырочного типа. В этом случае протекание туннельного тока осуществляется по областям с более высокой

прозрачностью барьера, так называемым, оптимальным проколом в терминологии авторов [2].

Авторы выражают благодарность М.Э. Райху за обсуждение результатов экспериментов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] N e m i r o v s k y Y., R o z e n f e l d D., A d a r R., K o r n f e l d A. // J. Vac. Sci. Technol. 1989. V. A7. N 2. P. 528-535.
- [2] Р а й х М.Э., Р у з и н И.М. // ФТП. 1985. Т. 19. В.7. С. 1217-1225.
- [3] В у л ь А.Я., К и д а л о в С.В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 451-456.
- [4] T a b a t a b a j a N., S t i l l m a n G.E., C h i n R., D a r k u s P.D. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 5. P. 415-417.
- [5] К а о Т.М., S i g m o n T.W., В u b u - l a c L.O. // J. Vac. Sci. Technol. 1987. V. 45. N 5. P. 3175-3178.
- [6] В u b u l a c L.O., T e n n a n t W.E. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 5. P. 355-357.
- [7] Г у с я т н и к о в В.Н., Р а й х М.Э., Р у з и н И.М. // Тематический сборник по материалам XII зимней школы ФТИ, Л., 1986. С. 161-194.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
18 января 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 6

26 марта 1991 г.

10; 12

© 1991

НОВЫЙ ЭФФЕКТИВНЫЙ МЕТОД
РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ

Б.С. А к ш а н о в, Н.А. Х и ж н я к

Длительное время для электромагнитного разделения изотопов применяли поперечные магнитные поля [1]. Соответствующие установки получались чрезмерно громоздкими, энергоемкими, а эффект разделения пучка ионов по массам (дисперсия) был мал. Поэтому в последние годы разрабатываются комбинированные устройства, в которых наряду с магнитными стационарными полями используются