

ТЕМНОВЫЕ ТОКИ В $p-n$ -ПЕРЕХОДАХ, СОЗДАНЫХ ИОННО-ЛУЧЕВЫМ ТРАВЛЕНИЕМ НА КРИСТАЛЛАХ $Cd_xHg_{1-x}Te$

Баженов Н. Л., Гасанов С. И., Иванов-Омский В. И.,
Миронов К. Е., Мынбаев К. Д.

Исследованы механизмы протекания тока в $p-n$ -переходах, полученных методом ионно-лучевого травления на объемных кристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x \sim 0.24$). Анализ проведен на основе изучения вольт-амперных характеристик и удельного дифференциального сопротивления в диапазоне температур $60 \div 200$ К. Показано, что основными механизмами, определяющими токи в исследованных $p-n$ -переходах при $T > 110$ К, являются термоактивационные механизмы, а при $60 < T < 110$ К — межзонное туннелирование и туннелирование через локальные центры.

Основным материалом для создания ИК детекторов являются твердые растворы $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ). Для создания фотодиодов КРТ наиболее широко используется метод ионной имплантации примесей [1]. В последнее время в литературе описан новый перспективный способ получения $p-n$ -переходов в этом материале — ионно-лучевое травление (ИЛТ) [2, 3]. Однако анализ механизмов, определяющих вольт-амперные характеристики (ВАХ) в ИЛТ $p-n$ -переходах, в литературе практически отсутствует. Можно отметить лишь работу [4], в которой рассматривались процессы лавинного умножения в ИЛТ диодах на основе КРТ с $x=0.21$.

В настоящей работе обсуждаются механизмы протекания тока в ИЛТ $p-n$ -переходах на основе анализа ВАХ и удельного дифференциального сопротивления R_dA в диапазоне температур $60 \div 200$ К.

Объектом исследования были $p-n$ -переходы, созданные ИЛТ на объемных кристаллах КРТ с $x=0.24$ (ширина запрещенной зоны $E_g \sim 0.148$ эВ при $T = 77$ К). Концентрация дырок в исходном материале p -типа, по данным холловских измерений, в диапазоне температур $77 \leq T \leq 110$ К составила $p \sim (1.2 \div 2) \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. $p-n$ -Переходы были получены путем облучения кристаллов КРТ ионами аргона с энергией 1.8 кэВ, дозой $5 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$. Диоды представляли собой планарные структуры с площадью $A = 2.5 \cdot 10^{-5}$ см 2 , а их поверхность была пассивирована CdS.

Для анализа механизмов протекания тока рассмотрим последовательно зависимость от температуры прямых, обратных ветвей ВАХ и R_dA . На рис. 1 представлены прямые ветви вольт-амперных характеристик (ВАХ) типичного $p-n$ -перехода при температурах $60 \leq T \leq 150$ К. Приведенные ВАХ получены из экспериментальных зависимостей после вычитания падения напряжения на последовательном сопротивлении базы, которое в данном температурном диапазоне изменялось от 100 до 60 Ом. Как видно из рис. 1, наклон ВАХ при смещении до ~ 0.08 В в диапазоне $60 \leq T \leq 110$ К не зависит от температуры. В этом диапазоне ВАХ описываются выражением [5]

$$I = D \exp[-\gamma(V_x - V)], \quad (1)$$

где I — ток через $p-n$ -переход, V — приложенное смещение, V_x — контактная разность потенциалов, D — предэкспоненциальный множитель. Параметр γ

в диапазоне $60 \leq T \leq 110$ К практически не зависит от температуры. Как показано в [5], такая зависимость $I(V)$ характерна для туннельного механизма протекания тока через $p-n$ -переход КРТ при участии локальных центров. В этом случае выражение для γ имеет вид

$$\gamma = \left(\frac{4}{3\hbar}\right) \left[\frac{\varepsilon_s m^*}{N_0}\right]^{1/2}, \quad N_0 = \frac{N_a N_d}{N_a + N_d},$$

где m^* — эффективная масса электрона, N_a, N_d — концентрации акцепторов и доноров соответственно в p - и n -областях $p-n$ -перехода, $\varepsilon_s = \varepsilon_0 \varepsilon$ — диэлектрическая проницаемость. В указанном диапазоне температур $\gamma \sim 100$. При этом $N_0 \sim 2.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что близко к величине концентрации нескомпенсированных акцепторов в исходном материале.

При $T > 110$ К прямые ВАХ хорошо описываются зависимостью

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{\beta kT}\right) - 1 \right], \quad (2)$$

где q — заряд электрона. Для $T = 150$ К было получено $\beta = 1.1$. Такая величина β характерна для диффузионного механизма протекания тока.

Обратные ветви ВАХ этого же $p-n$ -перехода представлены на рис. 2. При $T > 110$ К ток сильно растет с увеличением температуры, и, следовательно, его природа обусловлена термоактивационными механизмами (диффузионным или генерационно-рекомбинационным). Это согласуется с выводами, сделанными при анализе ВАХ для прямого смещения при тех же температурах.

В диапазоне температур $60 \div 90$ К при смещениях $V \geq 0.08$ В обратные токи уменьшаются с ростом T . Такая зависимость характерна для токов, определяемых механизмом туннелирования зона—зона. Уменьшение тока с ростом T связано с положительным температурным коэффициентом E_g . Характерной для этого механизма особенностью является то, что ВАХ спрямляется в координатах $\ln [I/V(V+V_k)^{1/2}]$ от $(V+V_k)^{-1/2}$ [6]. Действительно, как видно из рис. 3, ВАХ в этом диапазоне спрямляются в соответствующих координатах. Из наклона ВАХ можно независимым образом оценить значение N_0 , используя выражение для туннельного тока [6]

$$I \sim V(V+V_k) \exp[-C/(V+V_k)^{1/2}], \quad (3)$$

где

$$C = 4m^{*1/2} E_g^{3/2} \varepsilon_s^{1/2} / 3q^{3/2} \hbar N_0^{1/2}.$$

При $T = 77$ К значение N_0 составило $1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

При смещениях $0 < V < 0.08$ В в диапазоне температур $60 \div 90$ К обратные токи растут с увеличением T , однако эта зависимость существенно слабее, чем предсказанная термоактивационными механизмами. Из рис. 3 видно, что при $T = 60$ К обратная ветвь ВАХ спрямляется в координатах $\ln [I/V(V+V_k)^{1/2}]$ от $(V+V_k)^{-1/2}$, что характерно для туннельного механизма протекания тока, однако наклон ВАХ в этих координатах меньше, чем при туннелировании зона—зона. Перечисленные признаки указывают на туннелирование с участием локальных центров [1].

При повышении температуры обратные ветви ВАХ при малых смещениях не спрямляются в координатах рис. 3. Следовательно, в этой области имеет место

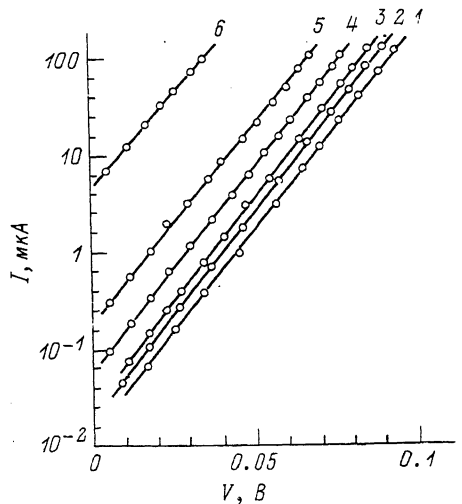


Рис. 1. Прямые ветви ВАХ при разных температурах.

$T, \text{ К}: 1 - 60, 2 - 70, 3 - 77, 4 - 90, 5 - 110, 6 - 150.$

дополнительный механизм, определяющий ток. Отметим, что в работе [7] при анализе ВАХ $p-n$ -переходов на КРТ, созданных ионной имплантацией, ука-

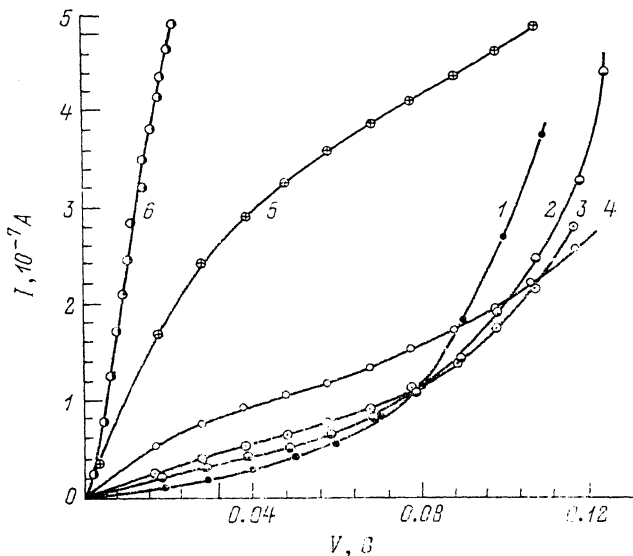


Рис. 2. Обратные ветви ВАХ при разных температурах.
 Т, К: 1 — 60, 2 — 70, 3 — 77, 4 — 90, 5 — 110, 6 — 125.

зывалось, что в этом интервале смещений и температур ток может определяться омическими утечками, которые приводят к аналогичной температурной зависимости ВАХ. Поэтому вопрос о природе обратных токов в этом диапазоне требует дальнейшего изучения.

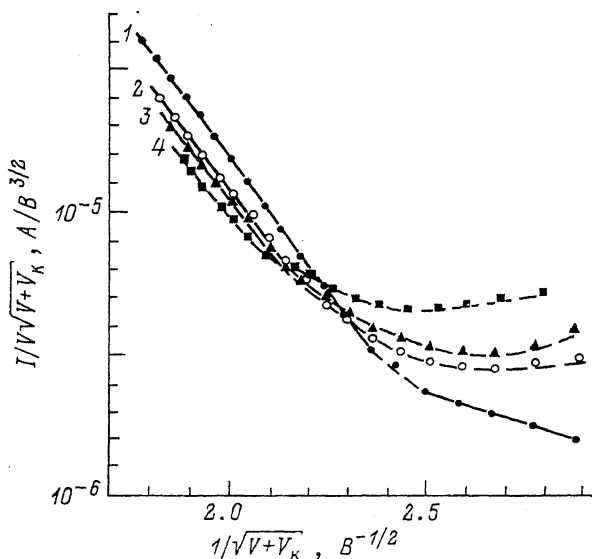


Рис. 3. Обратные ветви ВАХ в координатах $\tilde{I}_n [I/V(V+V_k)]^{3/2}$ от $(V+V_k)^{-1/2}$ при разных температурах.

Т, К: 1 — 60, 2 — 70, 3 — 77, 4 — 90.

Дополнительную информацию о механизмах протекания тока можно получить из анализа температурной зависимости дифференциального сопротивления $R_d A$. На рис. 4 приведены зависимости удельного дифференциального сопротивления диода ($R_d A$) от обратной температуры в диапазоне $60 < T < 200$ К

для смещений V , равных 0, -0.03 , -0.05 и -0.1 В. Наклон зависимости, измеренной при нулевом смещении (R_0A), при $T > 125$ К соответствует E_g , что характерно для диффузионного механизма протекания тока через p - n -переход. При $T < 90$ К R_0A при смещении -0.1 В имеет положительный температурный коэффициент. Такая зависимость характерна для туннелирования зона—зона в КРТ и связана с положительным температурным коэффициентом E_g , как это уже отмечалось при анализе обратных ветвей ВАХ. В явном виде эта зависимость получается путем дифференцирования соотношения (3)

$$R_dA \sim \frac{(V + V_k)}{2(V + V_k)^{3/2} + V(V + V_k)^{1/2} + CV} \exp\left[\frac{C}{(V + V_k)^{1/2}}\right]. \quad (4)$$

Расчетная кривая представлена на рис. 4 сплошной линией. Она была получена при тех же значениях $N_0 = 1.6 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Предэкспоненциальный множитель

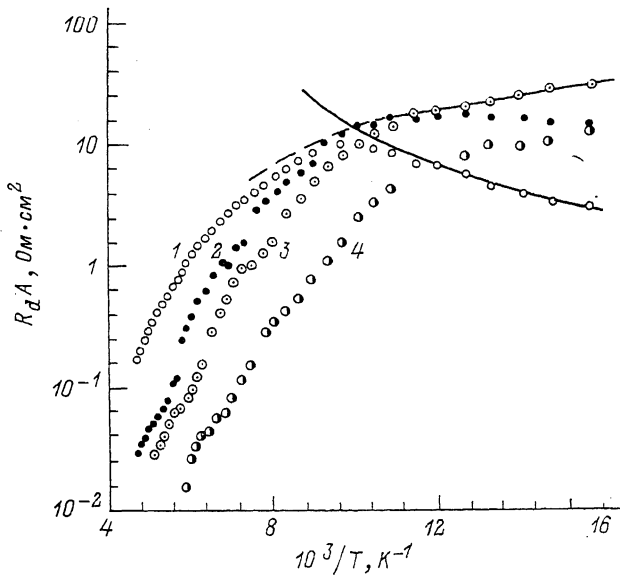


Рис. 4. Зависимость удельного сопротивления от обратной температуры при разных смещениях.

V , В: 1 — -0.1 ; 2 — -0.05 ; 3 — -0.03 ; 4 — 0. Сплошная и штриховая линии — расчетные зависимости.

подбирался из лучшего совмещения экспериментальной и расчетной кривых. Хорошее их совпадение является подтверждением вывода, сделанного из анализа ВАХ, о доминировании в этом диапазоне межзонного туннелирования.

При $T < 90$ К и $V = -0.03$ В R_dA имеет слабый отрицательный температурный коэффициент. Как указано в работе [7], такое поведение характерно для механизма туннелирования через локальные уровни. В рассмотренной в этой работе модели предполагается, что локальные центры в области объемного заряда распределены в запрещенной зоне, поэтому туннелирование наиболее вероятно с уровней, энергетическое положение E_l которых совпадает с положением уровня Ферми E_F при заданной температуре. Поскольку с повышением температуры E_F увеличивается (если считать, что $p = \text{const}$, т. е. примеси полностью ионизованы), т. е. ведет себя так же, как E_g , $E_g - E_F$ изменяется с температурой гораздо слабее, чем E_g . Потому при доминировании механизма туннелирования зона—уровень температурная зависимость R_0A выражена слабее, чем при механизме туннелирования зона—зона, и в принципе может иметь противоположный знак температурного коэффициента, как в рассматриваемом случае. Как показано в [1], соответствующее выражение для R_dA будет иметь вид

$$R_dA \sim \frac{(V + V_k)^{3/2}}{B} \exp\left[\frac{B}{(V + V_k)^{1/2}}\right], \quad (5)$$

где

$$B = 4m^{*1/2} (E_g - E_t)^{3/2} \epsilon_s^{1/2} / 3q^{3/2} \hbar N_0^{1/2}.$$

Расчетная зависимость (рис. 4, штриховая линия) хорошо совпадает с экспериментальной вплоть до $T \sim 90$ К при $N_0 \sim 1.6 \cdot 10^{16}$ см⁻³, что свидетельствует в пользу предположения о доминировании в этом диапазоне туннелирования через локальные центры. Отметим только, что, как указывалось выше при анализе обратных ветвей ВАХ, вид ВАХ соответствовал этому механизму только вблизи $T = 60$ К.

Таким образом, основными механизмами, определяющими токи в исследованных $p-n$ -переходах, полученных методом ИЛТ, являются: при $T > 110$ К — термоактивационные механизмы, а при $60 < T < 110$ К — межзонное туннелирование и туннелирование через локальные центры. Отметим, что эти механизмы протекания тока наблюдались и в $p-n$ -переходах на основе КРТ, полученных понной имплантацией [1, 5]. В рамках рассмотренных механизмов протекания тока в прямой и обратной ветвях ВАХ при различных смещениях и температурах получены близкие значения величины $N_0 \sim (1.6 \div 2.8) \cdot 10^{16}$ см⁻³, что удовлетворительно согласуется с величиной концентрации нескомпенсированных акцепторов в исходном p -материале, определенной по данным холловских измерений.

Список литературы

- [1] Nemirowski Y., Rosenfeld D., Adar R., Kornfeld A. // J. Vac. Sci. Techn. A. 1989. V. 7. N 2. P. 528—535.
- [2] Witherspoon J. T. M. // U. S. Patent. 1983. N 4411732.
- [3] Elliott C. T., White A. M., Blackman M. V., Charlton D. E., Jenner M. D., Purdy D. R., Witherspoon J. T. M. // Electron. Lett. 1987. V. 23. N 19. P. 978—979.
- [4] Elliott C. T., Gordon N. T., Hall R. S., Crimes G. // J. Vac. Sci. Techn. A. 1990. V. 8. N 2. P. 1251—1253.
- [5] DeWames R. E., Williams G. M., Pasko J. G., Vandervyck A. H. B. // J. Cryst. Growth. 1988. V. 86. N 1-4. P. 849—858.
- [6] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 455 с.
- [7] DeWames R. E., Pasko J. G., Yao E. S., Vandervyck A. H. B., Williams G. M. // J. Vac. Sci. Techn. A. 1988. V. 6. N 4. P. 2655—2663.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Санкт-Петербург

Получена 15.07.1991
Принята к печати 18.07.1991