

- [1] S. Fujwara, T. Chikamura, M. Fakai. Cryst. Growth., 61, 567 (1983).
 [2] Н. Н. Берченко, В. Е. Кревс, В. Г. Средин. Полупроводниковые твердые растворы и их применение, 208. М. (1982).
 [3] А. Милнс, Д. Фойхт. Гетеропереходы и переходы металл—полупроводник, 432. М. (1975).
 [4] А. П. Беляев, В. П. Рубец, Х. А. Тошходжаев. ФТП, 26, 935 (1992).
 [5] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов, 455. М. (1984).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 3, 1993

ТУННЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ КАК ПРИЧИНА ТОКА, ОГРАНИЧЕННОГО КОНТАКТНОЙ ЭМИССИЕЙ В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—}(\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te})_{1-y}(\text{In}_2\text{Te}_3)_y\text{—In}$

А. П. Беляев, В. П. Рубец, Х. А. Тошходжаев, И. П. Калинин

Санкт-Петербургский технологический институт, Санкт-Петербург, Россия
 (Получено 9.06.1992. Принято к печати 8.10.1992)

В [1] рассмотрены электронные процессы в гетероструктуре $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—}(\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te})_{1-y}(\text{In}_2\text{Te}_3)_y\text{—In}$. Поскольку в указанной публикации проанализированы процессы, имеющие место лишь при напряжениях менее одного вольта, настоящая работа посвящена стационарному токопереносу при более высоких внешних смещениях. В гетероструктурах (ГС), приготовленных аналогично [1], измерялись вольт-амперные (ВАХ) и температурные характеристики. Все измерения проводились при приложении отрицательного полюса внешнего источника к слою оксида индия. Температурные зависимости проводимости исследовались при охлаждении образца.

Основные результаты исследований представлены на рис. 1, 2.

ВАХ ГС $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—}(\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te})_{1-y}(\text{In}_2\text{Te}_3)_y\text{—In}$, представленная на рис. 1 (кривая 1), имеет вид, типичный для обратносмещенного барьера типа Шоттки. В [1] показано, что таким барьером является барьер между широкозонным дырочным полупроводником — слоем твердого раствора — и слоем индия. В этом случае участок ВАХ при напряжениях более 1 В, очевидно, связан с пробоем этого барьера. Отсутствие необратимых изменений в ГС после воздействия внешнего напряжения и ослабление полевой зависимости тока при напряжениях более 6 В, позволяют считать основным механизмом пробоя туннелирование. Наше утверждение подтверждается наблюдаемым экспериментально ослаблением температурной зависимости тока при увеличении внешнего напряжения, которое демонстрирует рис. 2. Активационный характер токопереноса не противоречит сделанному выводу, так как подобное, согласно [2], имеет место при сложном характере процесса туннелирования.

Резкий рост тока при напряжениях свыше 1 В заставляет предположить, что в этой области напряжений в результате туннелирования сквозь барьер имеет место инжекция носителей в слой твердого раствора, в результате чего основным фактором, ограничивающим ток через ГС, становится объемный инжектированный заряд. Такое предположение коррелирует с данными, показанными на рис. 1, где кривая 1 соответствует темновой экспериментальной ВАХ ГС, а кривая 2 теоретической зависимости

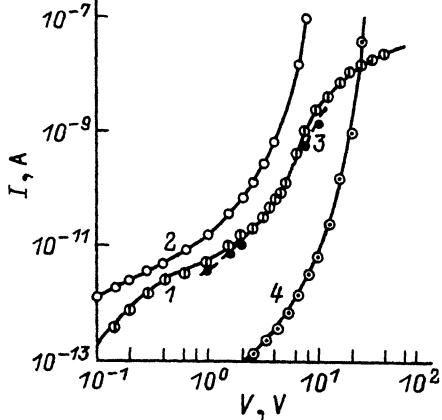


Рис. 1. Темновые вольт-амперные характеристики гетероструктуры $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—}(\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te})_{1-x}\times(\text{In}_2\text{Te}_3)_y\text{—In}$ (1, 4); гетероструктуры $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—}(\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te})_{1-y}(\text{In}_2\text{Te}_3)_y\text{—Ag}$ (2) и соответствующая выражению $I = \sigma_0 (1 + V/V_i)^l V/l$ (3), измеренные при 300 К (1, 2) и при 197 К (4).

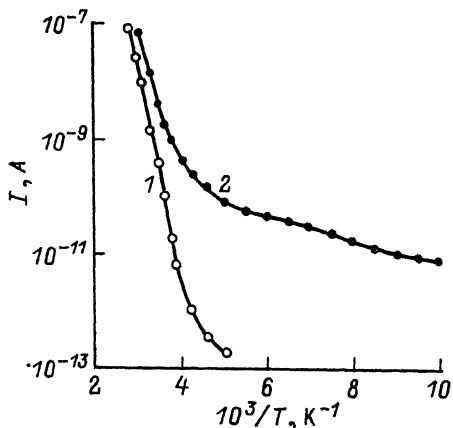


Рис. 2. Температурные зависимости темнового тока в гетероструктуре $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—}(\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te})_{1-y}(\text{In}_2\text{Te}_3)_y\text{—In}$, измеренные при внешнем напряжении 5 В (1) и 15 В (2).

$$I = \sigma_0 (1 + V/V_i)^l V/l, \quad (1)$$

полученной ранее для дырочных токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) в селене [3]. Здесь $\sigma_0 = 2.3 \cdot 10^{-12}$ Ом·см; $V_i = 10$ В; $T_i = 1575$ К; $l = T_i/T = 5.25$.

В пользу ТОПЗ в этом диапазоне внешних напряжений свидетельствует и усиление полевой зависимости тока при охлаждении ГС, что можно видеть из рис. 1 (ср. кривые 1 и 4).

Известно [4], что предельным случаем ТОПЗ является режим токов, ограниченных эмиссией контактов (ТОЭ). В этом случае иссякает контактный резервуар носителей, внешнее напряжение практически полностью подавляет противоэдс объемного заряда и внутри образца устанавливается однородное электрическое поле. Внешне указанный эффект проявляется в виде линейной области на ВАХ, следующей за областью сильной полевой зависимости тока. Именно такое поведение кривой ВАХ можно наблюдать для ГС $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—}(\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te})_{1-y}(\text{In}_2\text{Te}_3)_y\text{—In}$ (см. рис. 1, кривая 1). Значит можно говорить о том, что при напряжениях выше 6 В, т. е. при напряжениях, где зависимость между током и напряжением вновь начинает ослабевать, опять изменяется причина ограничения сквозного тока через ГС. Вместо объемного заряда выступает ограниченность эмиссионных свойств контакта. Сказанное подтверждается ВАХ ГС с серебряным контактом, на которой область ослабления полевой зависимости тока отсутствует (см. рис. 1, кривая 2). В рамках предлагаемой модели отсутствие области ТОЭ объясняется большей эмиссионной способностью серебряного контакта, поскольку, согласно литературным данным [2, 5], серебро образует с теллуридом цинка (напомним, что вблизи поверхности твердый раствор обогащен теллуридом цинка [1]) омический контакт, а индий с $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ — барьер Шоттки.

Поскольку выше было установлено, что при напряжениях более 1 В носители туннелируют сквозь барьер, естественно связать имеющую место ограниченность эмиссионных свойств с туннельной прозрачностью барьера.

В заключение сравним полученные выводы с расчетами. Процесс перехода от режима ТОПЗ к ТОЭ теоретически рассмотрен в [4]. Согласно теории, внешне

процесс перехода проявляется в виде экстремума параметра $\alpha = \frac{V}{I} \frac{\partial I}{\partial V}$ экспериментальной ВАХ, позволяющего рассчитать плотность инжектированного объемного заряда вблизи контакта. Расчеты, сделанные нами для ГС $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—}(\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te})_{1-y}(\text{In}_2\text{Te}_3)_y\text{—In}$, дают значение $\sim 9.1 \cdot 10^{-6}$ Кл/см⁻³, соответствующее концентрации $n_i = \rho/e = 5.7 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Полученная величина, в первом приближении, может быть использована для оценки коэффициента туннельной прозрачности барьера D , поскольку в предлагаемой модели режима ТОЭ инжектированный заряд обуславливается в основном туннелированием. Последнее значит, что n_i пропорциональна коэффициенту $D(E)$, умноженному на вероятность, что соответствующее состояние в металле заполнено, а в полупроводнике свободно, т. е.

$$n_i \approx \int_0^{\varphi_B} N(E) D(E) F_M(1 - F_S) dE \approx \bar{D} \int_0^{\varphi_B} N(E) F_M(1 - F_S) dE, \quad (2)$$

где φ_B — высота туннелируемого барьера; \bar{D} — среднее значение туннельной прозрачности барьера; $N(E)$, F_S и F_M — соответственно плотность состояний и функции распределения Ферми—Дирака в полупроводнике и металле.

Расчеты туннельной прозрачности на основе (2) с использованием данных о высоте барьера $\varphi_B \approx 1$ эВ, определенной из тока насыщения аналогично [1], дают величину $\sim 10^{-5}$, которая является типичной для контактов с материалами $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ [4].

Исходя из \bar{D} , можно с помощью [6]

$$\bar{D} \approx \exp\left(-\frac{4\sqrt{m^*} \varphi_B^{3/2}}{2e\hbar\varepsilon}\right) \quad (3)$$

рассчитать электрическое поле на границе ε . Здесь m^* — эффективная масса туннелируемого носителя; e — заряд электрона; \hbar — постоянная Планка.

Для рассматриваемой границы ГС напряженность поля $\sim 10^8$ В/м, что по порядку величины соответствует значению поля, необходимому для развития процессов туннельной проводимости.

Таким образом, представленные выше результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Механизм ограничения сквозного тока через гетероструктуру $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—}(\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te})_{1-y}(\text{In}_2\text{Te}_3)_y\text{—In}$ зависит от величины приложенного к ней внешнего напряжения.

2. В области высоких полей ограничение тока через гетероструктуру $\text{In}_2\text{O}_3\text{—ZnSe—}(\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te})_{1-y}(\text{In}_2\text{Te}_3)_y\text{—In}$ обусловлено конечностью контактного резервуара носителей, связанной с туннелированием сквозь барьер твердый раствор—индий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] А. П. Беляев, В. П. Рубец, Х. А. Тошходжаев, И. П. Калинин. ФТП, 26, 10, 1755 (1993).
- [2] А. Милнс, Д. Фойхт. Гетеропереходы и переходы металл—полупроводник, 432. М. (1975).
- [3] Н. Р. D. Lalyon. Phys. Rev., 130, 134 (1963).
- [4] А. Н. Зюганов, С. В. Свечников. Инжекционно-контактные явления в полупроводниках, 253. Киев (1981).
- [5] П. А. Тупеневич, В. К. Кононенко ФТП, 11, 606 (1977).
- [6] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов, 2, 455. М. (1984).