

ТУННЕЛИРОВАНИЕ И ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В КОНТАКТЕ Au—InAs *p*-ТИПА

Кольцов Г. И., Крутенюк Ю. В.

Исследована температурная зависимость вольтамперных характеристик контакта Au—InAs *p*-типа ($N_A = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Показана возможность выделения на фоне преобладающего влияния диэлектрического зазора (2—3 нм) и большой концентрации поверхностных состояний, обуславливающих появление инверсионной приповерхностной области, основных классических механизмов прохождения тока — полевой эмиссии, термополевой и термоэмиссии. Определены диапазоны температур и напряжений для каждого механизма. Обнаружена немонотонность зависимости проводимости от напряжения, связанная с появлением двух ступенчатого туннелирования через инверсионную область. Высота барьера, определенная из температурной зависимости ВАХ в области термоэмиссии и уточненная по температуре появления двухступенчатого туннелирования, была равна 0.38 эВ. По поведению производной проводимости в области полевой эмиссии было определено, что плотность поверхностных состояний, участвующих в туннелировании, увеличивается к краям запрещенной зоны.

Особенности электрофизических характеристик контакта металл—InAs *p*-типа определяются наличием на поверхности полупроводника слоя *n*-типа. В зависимости от объемного легирования и способа приготовления контакта наблюдаются различные механизмы токопрохождения — от туннелирования до генерационно-рекомбинационного механизма [1–7]. В работах [1–5] на высоколегированном InAs ($p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$) наблюдались *N*-образные вольтамперные характеристики (ВАХ). Было показано, что они связаны с двухступенчатым туннелированием металл—инверсионный слой—валентная зона. В представленной работе на примере умеренно легированного InAs мы рассмотрели влияние температурного расширения запрещенной зоны (E_g) на процесс туннелирования с участием инверсионной области.

Концентрация поверхностных состояний (ПС) контакта, как отмечалось в [8], может достигать $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. В [9] показано, что большая плотность ПС и наличие промежуточного слоя, толщина которого составляла около 2 нм, могут приводить к тому, что механизм переноса через ПС становится преобладающим. Нами был поставлен вопрос о возможности выделения на этом фоне обычных для барьеров Шоттки механизмов переноса, таких как полевая и термополевая эмиссии или термоэмиссия. Также представляло интерес рассмотреть участие ПС в прохождении тока, когда они являются промежуточным этапом туннелирования. По энергетической зависимости такого туннелирования было качественно определено распределение ПС по запрещенной зоне.

Для изготовления образцов использовались пластины InAs *p*-типа ориентации $\langle 111 \rangle$, легированные Zn, с концентрацией носителей, равной $(6\text{--}7) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При травлении в бромизопропиловом травителе [9] по появлению ямок травления определялась сторона *A*, на которой формировался омический контакт из сплава InNi (1 %) Zn (9 %). Напыление на сторону *B* золотых контактов производилось без предварительного прогрева подложки, что позволяло сохранить промежуточный слой. По данным эллипсометрии, толщина окисленного слоя на свободной от Au поверхности составляла 2—3 нм. Измерения ВАХ проводились в диапазоне 78—298 К с интервалом примерно 20 К. Обработка и преобразование ВАХ осуществлялись численно на ЭВМ.

На рис. 1 показаны прямые ВАХ, построенные в полулогарифмическом масштабе. С помощью ЭВМ на этих кривых находились линейные участки максимальной длины, соответствующие в данном масштабе экспоненциальной зависимости (линейные участки выделены вертикальными линиями). На обратных ВАХ линейных участков найдено не было. Численный анализ показал, что при обратных смещениях и при больших прямых смещениях ВАХ имеют степенной вид. При обратных смещениях более 0.9 В степенная зависимость связана с предлавиновым пробоем, а при прямых смещениях более 0.5 В — с модуляцией проводимости квазинейтральной области вследствие высокого уровня инжекции неосновных носителей.

ВАХ в выделенных областях аппроксимировалась прямыми вида $\ln(I) = \ln(I_s) + \alpha U$, где α и $\ln(I_s)$ находились методом наименьших квадратов. Полу-

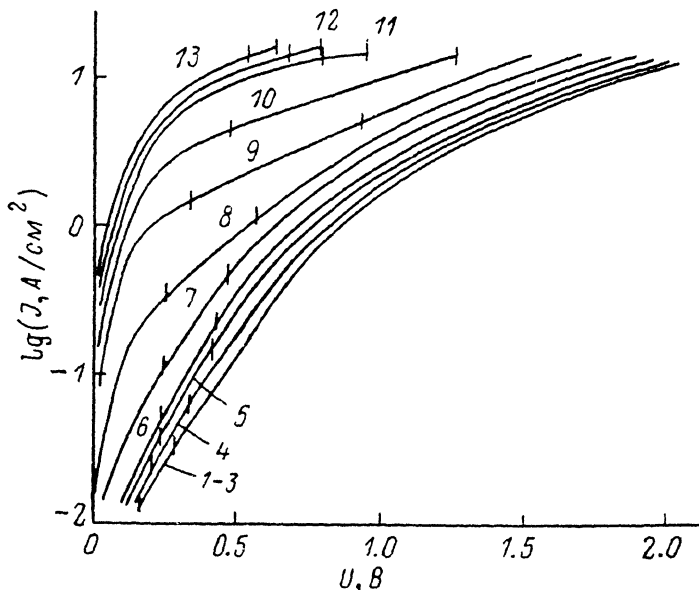


Рис. 1. Прямые ВАХ контакта Au—InAs *p*-типа.

T, К: 1 — 77, 2 — 89, 3 — 110, 4 — 133, 5 — 156, 6 — 175, 7 — 194, 8 — 211, 9 — 229, 10 — 244, 11 — 259, 12 — 273, 13 — 298.

ченная температурная зависимость для α приведена на рис. 2. В предположении термоэмиссии для определения высоты барьера была построена зависимость

$$\ln\left(\frac{I_s}{T^2}\right) = f\left(\frac{q}{kT}\right), \quad (1)$$

которая также показана на рис. 2. Эта зависимость довольно хорошо аппроксимируется двумя прямыми линиями: от 78 до 160 К $y = -16.25 + 0.0135x$, а от 180 до 260 К $y = 6.35 - 0.35x$. Переходя к размерности A/m^2 , температурную зависимость для I_s в высокотемпературной области можно представить в виде

$$I_s = 3.18 \cdot 10^{-6} T^2 \exp\left(-\frac{0.35q}{kT}\right), \quad (2)$$

где первый числовой множитель имеет смысл постоянной Ричардсона, а числовой множитель в экспоненте соответствует высоте барьера (φ_B). Таким образом, $\varphi_B = 0.35$ эВ, что подтверждает наличие инверсионной области на поверхности InAs *p*-типа. Следует отметить, что существование диэлектрического зазора и участие ПС в переносе носителей могут занижать значение φ_B , полученное таким образом. В области 160—180 К происходит смена механизма прохождения тока.

На графиках, приведенных на рис. 2, можно выделить три характерные температуры — 110, 175 и 260 К. В диапазоне 175—260 К, как было показано выше, наблюдается термоэмиссия. То, что параметр α не зависит от температуры

в диапазоне 78—110 К, позволяет предположить в этой области туннельный перенос носителей. Критерием туннелирования для барьеров Шоттки является выполнение неравенства $kT < qE_{00}$, где

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \left(\frac{N_A}{m^* \epsilon_s} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь m^* — эффективная масса носителей, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, N_A — концентрация акцепторов. В нашем случае для легких дырок $m_l^* = 0.025m_0$, для тяжелых — $m_h^* = 0.4m_0$, $\epsilon_s = 14.6\epsilon_0$, $N_A = 6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Подставляя эти значения в (3), получим, что для легких дырок $qE_{00} = 7.5 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$, а для тяжелых — $qE_{00} = 1.9 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$. Следовательно, при $T = 78 \text{ К}$ $kT < qE_{00}$ только для легких дырок и только до 87 К. Холловские измерения показывают, что данный материал в рассматриваемом диапазоне тем-

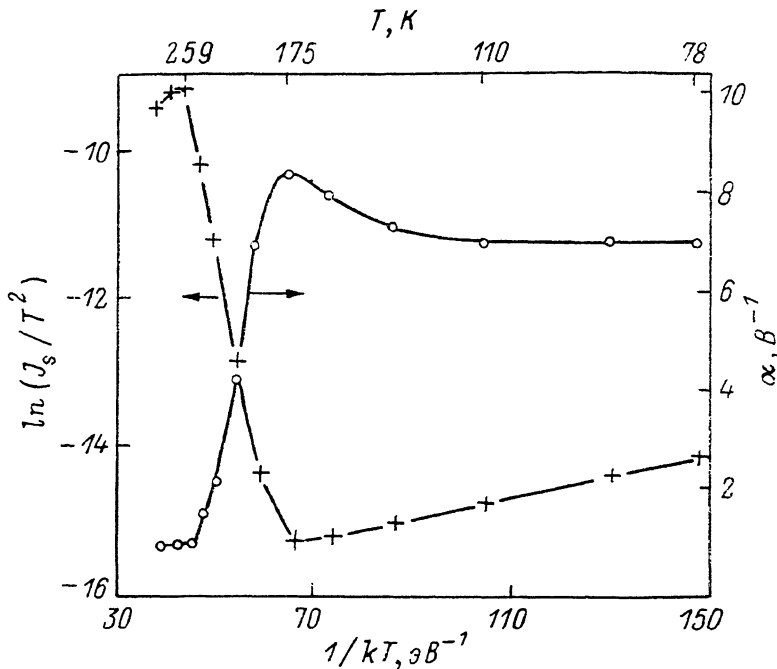


Рис. 2. Температурная зависимость параметров $\ln J_s$, α для прямой ВАХ.

ператур не является вырожденным. Предположение же о существовании на некотором расстоянии от поверхностной инверсионной области слоя вырожденных дырок с большей концентрацией, чем в объеме [10], пока для данного случая не подтверждено. Скорее всего, туннелирование идет на хвосты плотности состояний или акцепторные уровни.

Следующий температурный интервал (от 110 до 175 К) связан с термополевой эмиссией, характеризующейся параметром $E_0 = E_{00} \text{cth}(qE_{00}/kT)$ со слабой температурной зависимостью. Условие для термополевой эмиссии $kT < qE_0$ выполняется на всем рассматриваемом интервале температур. ВАХ для низких температур должны описываться экспоненциальной зависимостью с множителем в экспоненте $\alpha = 1/E_{00}$ для полевой эмиссии и $\alpha = 1/E_0$ для термополевой. Но для данных образцов экспоненциальная зависимость ВАХ наблюдается лишь в небольшом диапазоне напряжений, и величина параметра α (рис. 2) значительно меньше значения, ожидаемого для этих механизмов. Например, для полевой эмиссии при данной концентрации $1/E_{00} = 133 \text{ В}^{-1}$. Это объясняется тем, что при большой плотности ПС и туннелировании с участием ПС в качестве пересадочных центров зависимость тока от напряжения будет в большей степени определяться распределением ПС по энергиям в E_p , чем энергетическими характеристиками барьера металл—полупроводник. Наличие промежуточного

диэлектрического слоя вносит дополнительные искажения в идеальную ВАХ [11]. Влияние ПС на параметр α для структур Au—InAs p -типа рассмотрено в [9].

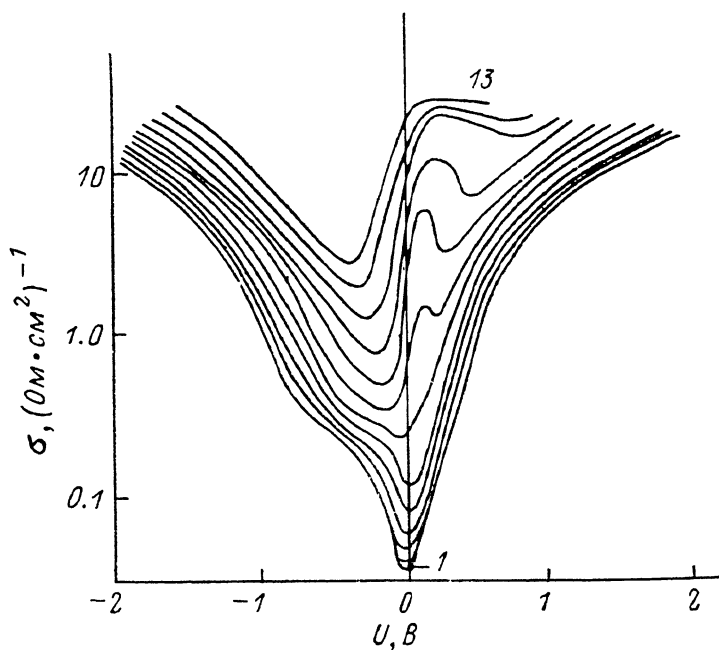


Рис. 3. Проводимость контакта Au—InAs p -типа.

Нумерация кривых снизу вверх. Соответствие температуре такое же, как на рис. 1.

Для анализа туннелирования в контакте рассмотрим зависимости дифференциальной проводимости от напряжения, которые были рассчитаны на ЭВМ из ВАХ. Логарифм проводимости приведен на рис. 3. Главной особенностью этих кривых является появление локального максимума проводимости при

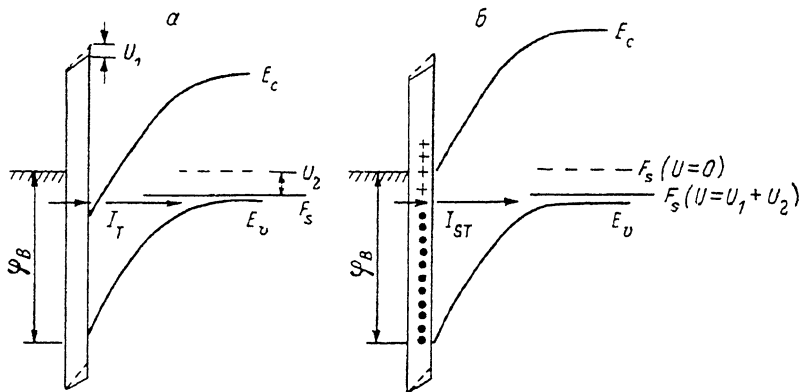


Рис. 4. Зонная диаграмма контакта Au—InAs p -типа для $T > 200$ К, $\varphi_B > E_g$ (ПС не показаны) (а), и для $T = 77$ К, $\varphi_B < E_g$ (б).

I_T — туннельный ток через инверсионную область, I_{ST} — туннельный ток с участием ПС.

прямых смещениях, начиная с 211 К (кривая 8). Наибольшее отношение проводимости в максимуме к проводимости в минимуме равно 2 и наблюдается при 230 К. Для объяснения механизма прохождения туннельного тока обратимся к зонной диаграмме контакта (рис. 4). При высоких температурах, когда ширина E_g больше φ_B и уровень Ферми (F_s) на поверхности лежит в зоне проводимости

мости, туннелирование имеет двухступенчатый характер (рис. 4, а). Электроны сначала туннелируют через диэлектрический барьер в инверсионную область, а затем на акцепторные уровни или на хвосты плотности состояний валентной зоны. Вероятность туннелирования определяется барьером с меньшей прозрачностью, в данном случае это область пространственного заряда полупроводника, ширина которой составляет 48 нм. При приложении большого прямого смещения F_s на поверхности попадает в E_g , длина туннелирования возрастает на толщину промежуточного слоя и проводимость, связанная с туннелированием, резко падает. При дальнейшем росте прямого смещения основным механизмом

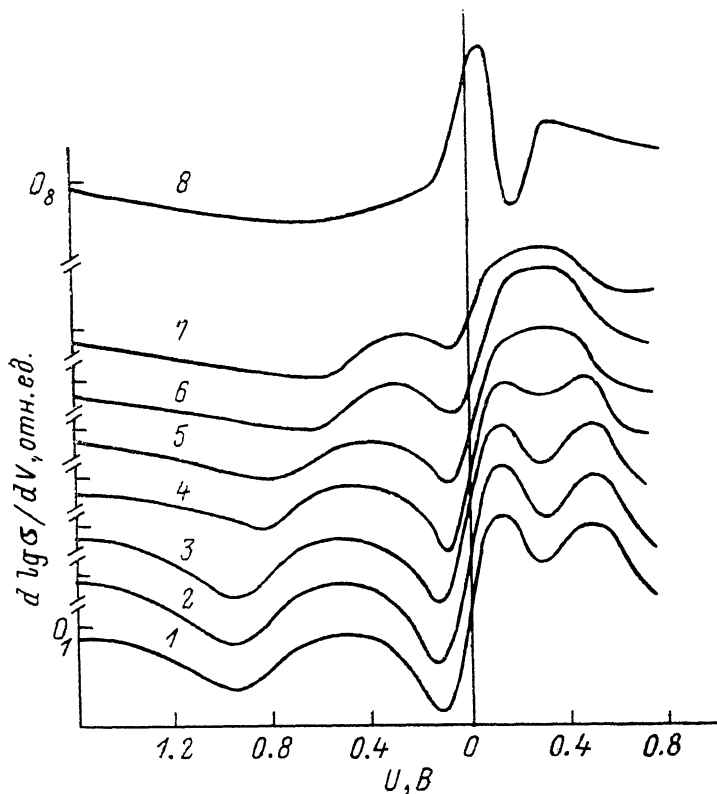


Рис. 5. Производная графиков рис. 3.
Соответствие температуре такое же, как на рис. 1.

прохождения тока является термоэмиссия. С уменьшением температуры в барьерах Шоттки на InAs уровень Ферми фиксируется относительно потолка валентной зоны (E_v) [1]. Поэтому с уменьшением ширины E_g уровень E_c на поверхности будет подниматься и при определенной температуре F_s попадет в запрещенную зону. В этом случае двухступенчатое туннелирование и связанный с ним максимум проводимости наблюдаться не будут. Ширина E_g при температуре, когда исчезает максимум, должна быть равна φ_B . Оценивая таким образом высоту барьера, получим, что $\varphi_B = 0.38$ эВ. При $T = 78$ К, когда $E_g = 0.41$ эВ, уровень Ферми на поверхности лежит внутри запрещенной зоны. Часть приложенного напряжения U_1 падает на диэлектрическом зазоре, другая часть U_2 — на области пространственного заряда полупроводника. Уровень Ферми на поверхности при прямом смещении $U = U_1 + U_2$ будет смещаться вниз на qU_2 относительно E_c , и ПС, лежащие выше F_s , будут освобождаться от электронов (рис. 4, б). Возникает возможность туннелирования электронов из металла на эти освобожденные состояния и далее в валентную зону полупроводника. Перемещение F_s по запрещенной зоне при увеличении прямого смещения будет отслеживать плотность распределения ПС в E_g . Поэтому функция распределения плотности ПС по энергиям должна проявляться на зависимости проводимости

от напряжения с запаздыванием, равным падению напряжения на промежуточном слое U_1 . Выделить влияние проводимости, связанное с ПС, можно, продифференцировав графики, приведенные на рис. 3. На рис. 5 показаны полученные в результате этого кривые $d(\lg(\sigma))/dU=f(U)$. Такая процедура позволяет линеаризовать и затем обнулить все экспоненциальные компоненты тока.

При прямых смещениях максимумы на графиках, построенных для низких температур, соответствуют наибольшему вкладу ПС в туннелирование. С учетом влияния падения напряжения на диэлектрическом зазоре можно сделать вывод об увеличении плотности ПС к краям запрещенной зоны, что согласуется с данными, полученными для других соединений $A^{III}B^V$ (см., например, [12]). На рис. 5 видны динамика размытия туннелирования через ПС с увеличением температуры, а также резкое изменение характера кривой, когда F_s попадает в зону проводимости. Минимум при обратном смещении соответствует началу так называемого предлавиного пробоя, когда порог ударной ионизации превышен, но лавина образоваться не успела, так как электроны ушли из полупроводника в металл. В связи с тем что скорость ударной ионизации в InAs увеличивается с увеличением температуры [13], начало предлавиного пробоя при нагревании должно смещаться к меньшим напряжениям, и это вполне согласуется с графиками, приведенными на рис. 5. Это явление будет подробно рассмотрено в другой работе.

Авторы выражают благодарность Ю. В. Дубровскому за плодотворные дискуссии и В. А. Тулину за поддержку и обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Mead C. A., Spitzer W. G. // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 10. N 11. P. 471—472.
- [2] Parker G. H., Mead C. A. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 21. N 9. P. 605—607.
- [3] Millea M. F., McColl M., Silver A. H. // J. Electron. Mater. 1976. V. 5. N 3. P. 321—339.
- [4] Esina N. P., Zotova N. V., Karandashev S. A., Filaretova G. N. // Phys. St. Sol. (a). 1984. V. 85. P. 655—660.
- [5] Есина Н. П., Зотова Н. В., Карандашев С. А., Филаретова Г. М. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 6. С. 991—996.
- [6] Millea M. F., Silver A. H. // J. Vac. Sci. Techn. 1978. V. 15. N 1. P. 1362—1369.
- [7] Слободчиков С. В., Малинин Ю. Г., Смирнов Н. Н., Андрушко А. И. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 4. С. 759.
- [8] Yamaguchi E., Minakata M. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. N 10. P. 965—967.
- [9] Кольцов Г. И., Крутенюк Ю. В. // Поверхность. Физ., хим., мех. 1987. № 5. С. 68—72.
- [10] Алтухов П. Д., Бакун А. А., Медведев Б. К., Мокеров В. Г., Рогачев А. А., Рубцов Г. П. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 449—455.
- [11] Стриха В. Т. Теоретические основы работы контакта металл—полупроводник. Киев, 1974. 264 с.
- [12] Wieder H. H. // J. Vac. Sci. Techn. A. 1984. V. 2. N 2. P. 97—102.
- [13] Brennan K., Hess K. // Sol. St. Electron. 1984. V. 27. N 4. P. 347—357.

Институт проблем технологии микроэлектроники
и особо чистых материалов АН СССР
Черноголовка

Получена 2.06.1989
Принята к печати 29.06.1989