

©1994 г.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ТУННЕЛЬНОГО ТОКА ЧЕРЕЗ МТДП СТРУКТУРУ

В.Н.Добровольский, Г.К.Нинидзе, В.Н.Петрусенко

Киевский университет им. Тараса Шевченко, Киев, Украина
(Получена 16 июня 1993 г. Принята к печати 9 ноября 1993 г.)

В кремниевых МТДП структурах наблюдалась значительная температурная зависимость туннельного тока электронов из металла в полупроводник — в диапазоне 50÷295 К ток увеличивался в три раза. Увеличение тока объяснено заселением с ростом температуры электронами металла более высоких энергетических уровней с большими значениями коэффициента туннельной прозрачности барьера между металлом и полупроводником. Развита теория, результаты которой согласуются с экспериментом.

Туннельные токи электронов через слои диэлектриков в структурах металл-туннельно-прозрачный диэлектрик-полупроводник (МТДП) в большинстве случаев слабо зависят от температуры [1]. В отличие от этого нами наблюдалась значительная температурная зависимость туннельного тока электронов из металла в полупроводник. В статье приводятся результаты измерений этого тока, теоретических расчетов и сопоставление теории и эксперимента.

1. Экспериментальные результаты

Использовались образцы, такие же как в работе [2]. МТДП структуры были изготовлены на поверхности (111) пластины кремния n -типа проводимости с концентрацией доноров $N_d = 1.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, толщиной окисла 2.4 нм по данным эллипсометрических измерений. Образцы имели круглые алюминиевые полевые электроды диаметрами 288 и 488 мкм. Толщина пластины составляла 250 мкм. На тыльной поверхности пластины втиранием индий-галлиевой пасты был создан омический контакт. В диапазоне температур 50÷295 К, т.е. от температуры вымораживания примесной проводимости до комнатной, снимались зависимости стационарного тока через структуру от напряжения на полевом электроде (V). Как и в работе [2], при $V < 0$ (запирающие напряжения) протекание тока было планарно неоднородным — его плотность у края полевого электрода была много больше, чем в центре. Поэтому была собрана схема, которая позволяла одновременно измерять токи

водимости и уровня Ферми в объеме полупроводника, $q\varphi_b$ — высота потенциального барьера на границе полупроводника и диэлектрика, d — толщина диэлектрика.

Туннельный ток электронов из металла в полупроводник [3]

$$j = B \int_0^{\infty} D_n(E_x) dE_x \int_0^{\infty} f_M(E) dE_t, \quad (1)$$

где $B = 4\pi q m_n / h^3$, m_n — эффективная масса электронов в зоне проводимости полупроводника, h — постоянная Планка, $D_n(E_x)$ — вероятность прохождения электрона через барьер, E_x и E_t — составляющие энергии электрона, связанные соответственно с его движением перпендикулярно барьеру вдоль оси Ox и в параллельной ему плоскости. $E = E_x + E_t$, $f_M(E)$ — функция распределения Ферми-Дирака в металле.

Согласно (1), электроны с разными энергиями вносят различный вклад в j и поэтому изменение их энергетического распределения с T должно приводить к температурной зависимости тока. Однако такой механизм не учитывается в теории МТДП структур [4,5], так как в ней при вычислении j выносятся за знак интеграла среднее значение \bar{D}_n , которое называется эффективной проникаемостью барьера для электронов.

Вычислим туннельный ток, не прибегая к указанному упрощению. В модели эффективного прямоугольного потенциального барьера с высотой $q(\varphi_b - V_D/2)$ ($V_D < 0$) [6]

$$D_n(E_x) = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} d (2m_D [q(\varphi_b - V_D/2) - E_x])^{1/2} \right\}, \quad (2)$$

где m_D — эффективная масса электронов в диэлектрике, $\hbar = h/2\pi$. Для E_x , $|qV_D| \ll q\varphi_b$, что обычно выполняется в структурах с туннельным токопереносом через барьер,

$$[q(\varphi_b - V_D/2) - E_x]^{1/2} \approx (q\varphi_b)^{1/2} \left(1 - \frac{qV_D/2 + E_x}{2q\varphi_b} \right).$$

Непосредственно из энергетической диаграммы следует

$$E_{FM} = -q\varphi_{MS} - \Delta - qV_D, \quad \varphi_{MS} = \varphi_M - \varphi_S. \quad (3)$$

Из записанных формул получаем

$$D_n(E_x) = D_{n0} \exp \left(\frac{qV_D}{2E_0} \right) \exp \left(\frac{E_x}{E_0} \right) \quad (4)$$

$$D_{n0} = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} d (2qm_D\varphi_b)^{1/2} \right], \quad E_0 = \frac{\hbar(q\varphi_b)^{1/2}}{d(2m_D)^{1/2}}. \quad (5)$$

Подставим выражение (4) в (1), воспользовавшись равенством

$$\exp\left(\frac{E_x}{E_0}\right) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{1}{i!} \left(\frac{E_x}{E_0}\right)^i.$$

После интегрирования получаем

$$j = BD_{n0} \exp\left(\frac{qV_D}{2E_0}\right) (kT)^2 \sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{kT}{E_0}\right)^{i-1} F_i(\eta), \quad (6)$$

где $F_i(\eta)$ — интеграл Ферми-Дирака с индексом i [7], $\eta = E_{FM}/kT$. Отметим, что формула (6) подобна выражениям для плотности тока, полученным в [8,9] и записанным в ином виде.

Выражение (6) представим как

$$j = \frac{1}{4} qv_n N_c \bar{D}_n F_1(\eta), \quad (7)$$

$$\bar{D}_n = D_{n0} \exp\left(\frac{qV_D}{2E_0}\right) \left[1 + \frac{1}{F_1(\eta)} \sum_{i=2}^{\infty} \left(\frac{kT}{E_0}\right)^{i-1} F_i(\eta) \right], \quad (8)$$

где v_n — средняя тепловая скорость электронов в полупроводнике, N_c — эффективная плотность состояний электронов в его зоне проводимости. Из сопоставления выражения (7) с имеющим такой же вид выражением теории МТДП структур [4,5] следует, что \bar{D}_n представляет собой эффективную проницаемость барьера для электронов. В общем случае она зависит от температуры и падения напряжения на диэлектрике. При выполнении неравенств $E_0 \gg E_{FM} \gg kT$, $E_0 \gg |qV_D|$ эта зависимость исчезает, а $\bar{D}_n = D_{n0}$.

В МТДП структурах значительный ток протекает только в случае

$$\eta > 1. \quad (9)$$

При выполнении этого неравенства

$$F_i(\eta) = \frac{\eta^{i+1} [1 + R_i(\eta)]}{\Gamma(i+1)}, \quad (10)$$

где

$$R_i(\eta) = \sum_{r=1}^{\infty} \frac{\alpha_r \Gamma(i+2)}{\eta^{2r} \Gamma(i+2-2r)}, \quad \alpha_r = \frac{(2\pi)^{2r} [1 - 2^{(1-2r)}] |B_{2r}|}{\Gamma(2r+1)},$$

$\Gamma(i) = (i-1)!$ — гамма-функция, B_{2r} — числа Бернулли с индексом $2r$ [7].

После подстановки значений гамма-функций и чисел Бернулли в выражение (10) и последующей подстановки результата в (6), воспользовавшись равенством

$$\sum_{i=0}^{\infty} \frac{1}{i!} \left(\frac{E_{FM}}{E_0}\right)^i = \exp\left(\frac{E_{FM}}{E_0}\right),$$

получаем

$$j = BE_0^2 D_{n0} \exp\left(\frac{qV_D}{2E_0}\right) \left\{ \left[1 + \sum_{\tau=1}^{\infty} \alpha_{\tau} \left(\frac{kT}{E_0}\right)^{2\tau} \right] \exp\left(\frac{E_{FM}}{E_0}\right) - 1 - \frac{E_{FM}}{E_0} \right\}. \quad (11)$$

Первые четыре значения коэффициентов α_{τ} в (10) соответственно равны $\pi^2/6 = 1.64$, $7\pi^4/360 = 1.89$, $31\pi^6/15120 = 1.97$, $127\pi^8/604800 = 1.99$. Отметим, что $\lim_{\tau \rightarrow \infty} \alpha_{\tau} = 2$.

Дальше будем рассматривать лишь условия, когда выполняется неравенство (9), и считать, что поток электронов из металла в полупроводник много больше потока в обратном направлении. Поэтому выражение (11) дает полный ток через структуру. Для построения по нему вольт-амперных характеристик нужно знать связь E_{FM} и V_D с V .

Как и в работе [2], будем пренебрегать вкладом дырок в приповерхностный пространственный заряд. В этом случае из решения уравнения Пуассона в полупроводнике и условий сшивания напряженности электрического поля на границе полупроводника и диэлектрика можно получить

$$V_D = -2 \frac{kT}{q} \left(\frac{\varepsilon_S d}{\varepsilon_D \lambda} \right) \left(-\frac{qV_s}{kT} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

где k — постоянная Больцмана, ε_S и ε_D — диэлектрические проницаемости полупроводника и диэлектрика, $\lambda = (2\varepsilon_S \varepsilon_0 kT / q^2 N_D)^{1/2}$ — длина экранирования Дебая, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Из (3) и (12) с учетом $V_s \approx V$ получаем связь E_{FM} и V :

$$E_{FM} = -q\varphi_{MS} - \Delta + 2kT \left(\frac{\varepsilon_S d}{\varepsilon_D \lambda} \right) \left(-\frac{qV}{kT} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Сохраняя при больших напряжениях в правой части (13) только член, содержащий V , из (11), (13) находим выражение

$$j = \frac{1}{4} q v_n N_c \bar{D}_n \left[2 \left(\frac{\varepsilon_S d}{\varepsilon_D \lambda} \right)^2 \left(-\frac{qV}{kT} \right) + \frac{\pi^2}{6} \right]. \quad (14)$$

Оно совпадает с формулой для тока в случае больших напряжений, полученной в [2].

Если $E_{FM} \gg E_0 \gg kT$, то из (11) следует известное выражение [10]

$$j = BD_{n0} E_0^2 \exp\left(\frac{E_{FM}}{2E_0}\right) \left[1 + \frac{\pi^2}{6} \left(\frac{kT}{E_0}\right)^2 \right] \quad (15)$$

для тока через структуру металл-туннельно-прозрачный диэлектрик-металл при отсчете энергии от уровня Ферми металла, в который туннелируют электроны.

3. Сопоставление теории и эксперимента

По формулам (3), (11) и (13) для разных температур были построены приведенные на рис. 1 зависимости $I'-5'$ плотности тока j от V . Они начинаются со значений V , которым соответствует $\eta = 1$. Используемые при построении теоретических кривых значения E_0 , D_{n0} и разности энергии сродства электронов в полупроводнике и работы выхода в металле ($-q\varphi_{MS} - \Delta$) подбирались из условия наилучшего согласия этих кривых с экспериментальными. Они таковы: $E_0 = 0.035$ эВ, $D_{n0} = 2.8 \cdot 10^{-12}$, $(-q\varphi_{MS} - \Delta) = -0.01$ эВ. Из значений E_0 и D_{n0} по формулам (5) определены значения высоты потенциального барьера $q\varphi_b$ и эффективной массы электронов в диэлектрике m_D . Величина $q\varphi_b = 0.47$ эВ лежит в пределах значений, полученных другими авторами (от 0.24 [6] до 3.2 эВ [4]), а $m_D = 2.8 m_0$, т.е. порядка массы свободного электрона m_0 . Выбранное значение $(-q\varphi_{MS} - \Delta)$ лежит в пределах интервала $(-1.2 + 2.3)$ эВ, определенного по приводимым в литературе [1] значениям для $q\varphi_M$ и $q\varphi_S - \Delta$.

Характерной особенностью как экспериментальных, так и теоретических кривых является линейная при больших $|V|$ зависимость тока от напряжения. Согласно формуле (14), это означает, что в реализованных условиях эффективная проницаемость барьера для электронов \bar{D}_n не зависит от напряжения. В общем случае такая зависимость может иметь место.

По наклонам экспериментальных и теоретических кривых с помощью формулы (14) при разных температурах были определены значения \bar{D}_n . Они даются соответственно кривыми 1 и 2 на рис. 3, которые хорошо между собой согласуются.

В заключение отметим следующее. С ростом температуры электроны металла заселяют уровни с более высокими энергиями и большими значениями туннельной проницаемости барьера. Это в принципе всегда должно приводить к увеличению туннельного тока. Однако это увеличение может быть значительным только в том случае, если основной вклад в ток создает туннелирование электронов из максвелловского хвоста их распределения по энергиям. Именно такие условия реализовались в исследовавшихся структурах. Как показали расчеты, в рассматриваемом диапазоне напряжений уровень Ферми E_{FM} поднялся над энергией дна зоны проводимости на поверхности полупроводника E_c^s не более чем на 0.058 эВ при величине kT , изменявшейся с ростом температуры от 0.004 до 0.025 эВ.

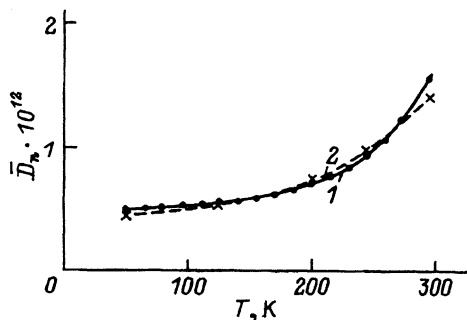


Рис. 3. Зависимости эффективного коэффициента туннельной проницаемости, полученные из наклона экспериментальных (1) и теоретических (2) зависимостей плотности тока от напряжения.

В работе [10] рассчитывалась температурная зависимость туннельного тока в структурах металл-туннельно-прозрачный диэлектрик-металл. С изменением температуры практически от нуля до 300 К туннельный ток изменялся всего на 16%. Значительно более слабая по сравнению с наблюдавшейся нами температурная зависимость тока в этом случае обусловлена относительно малым вкладом в ток электронов максвелловского хвоста.

Список литературы

- [1] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов, т. 1. М.: Мир (1984).
- [2] В.Н. Добровольский, В.Н. Ловейко, Г.К. Нинидзе, В.Н. Петрусенко. ФТП, **24**, 1067 (1990).
- [3] К.Б. Дюк. В кн.: Туннельные явления в твердых телах, 131. М.: Мир (1973).
- [4] М.А. Green, J. Shewchun. Sol. St. Electron., **17**, 349 (1974).
- [5] А.Я. Вуль, С.В. Козырев, В.И. Федоров. ФТП, **15**, 142 (1981).
- [6] V. Kumar, W.E. Dahlke. Sol. St. Electron., **20**, 143 (1977).
- [7] Дж. Блекмор. Статистика электронов в полупроводниках. М.: Мир (1964).
- [8] В.И. Стриха. Теоретические основы работы контакта металл-полупроводник. Киев: Наук. думка (1974).
- [9] А.В. Саченко, О.В. Снитко. Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников. Киев: Наук. думка (1984).
- [10] J.G. Simmons. J. Appl. Phys. **35**, 2255 (1964).
- [11] В.С. Фоменко. Эмиссионные свойства материалов. Справочник. Киев: Наук. думка (1981).

Редактор Л.В. Шаронова
