

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТУННЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В МОП СТРУКТУРАХ В ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА ОТ ТРАПЕЦЕИДАЛЬНОГО БАРЬЕРА К ТРЕУГОЛЬНОМУ

Охонин С. А., Погосов А. Г., Французов А. А.

Исследованы зависимости логарифмической производной туннельного тока от напряжения, приложенного к МОП структуре, и проведен соответствующий численный расчет, результаты которого согласуются с экспериментом. По положению максимума на зависимости логарифмической производной тока от напряжения определена величина изгиба зон, которая согласуется с результатом расчета, учитывающего размерное квантование носителей.

На зависимости логарифмической производной туннельного тока от напряжения, приложенного к структуре металл—диэлектрик—металл, наблюдается максимум при напряжении, равном высоте барьера на границе металл—диэлектрик, и это может быть использовано для измерения высоты барьера [1]. При применении этого метода для определения высоты барьера полупроводник—диэлектрик возникают трудности с интерпретацией результатов, связанные с тем, что, кроме высоты барьера, положение пика в этом случае зависит от изгиба зон в полупроводнике. По-видимому, по этой причине, несмотря на большое количество работ по туннелированию в структурах металл—окисел—кремний, отсутствуют исследования в области пика логарифмической производной тока.

В нашей предыдущей работе [2] был произведен расчет изгиба зон и других параметров ОПЗ в слоях сильного обогащения на *p*-кремнии с учетом квантовых размерных эффектов в ОПЗ. Представляет интерес сравнить результаты этого расчета с результатами измерений туннельных токов.

На рис. 1 приведена зонная диаграмма МДП структуры с полупроводником *p*-типа при обогащающем смещении на металлическом электроде. В этом случае электроны туннелируют из металла в полупроводник, причем основной вклад в туннельный ток дают носители вблизи уровня Ферми металла [3]. Из рис. 1 видно, что по мере увеличения смещения, приложенного к МДП структуре, туннелирование через трапецеидальный барьер сменяется туннелированием через барьер треугольной формы. Напряжение смещения  $V_{GM}$  на рис. 1 соответствует этому моменту. Согласно [1], зависимость логарифмической производной туннельного тока по напряжению  $Q = d(\lg J)/dV_G$  от  $V_G$  имеет максимум при  $V_G = V_{GM}$ . Это связано с тем, что при изменении напряжения смещения в случае трапецеидального барьера изменяется только средняя высота барьера, а в случае треугольного — еще и туннельная длина. Зная напряжение  $V_{GM}$ , можно найти величину изгиба зон  $\Psi_S$  при данном  $V_G = V_{GM}$ . Из рис. 1 видно, что

$$\xi = V_{GM} - \Phi_1 - E_g. \quad (1)$$

Здесь  $\xi = \Psi_S - \Psi_B$ , где  $\Psi_B$  — положение уровня Ферми в объеме полупроводника,  $\Phi_1$  — высота барьера на границе диэлектрик—полупроводник, а  $E_g$  — ширина запрещенной зоны полупроводника.

При известных значениях  $\Phi_1$  и  $E_g$  описанная процедура может быть использована как метод определения величины  $\xi$  и поверхностного изгиба зон

в полупроводнике при  $V_G = V_{GM}$ . Измерения выполнялись на МОП структурах с окислом толщиной  $30 \div 50 \text{ \AA}$ . Окисел выращивался на подложке невыброжденного кремния  $n$ - или  $p$ -типа с ориентацией (100). Затем на поверхность окисла наносились контакты из Au или Cr и измерялись зависимости  $\lg J (V_G)$ .

Для проверки работоспособности описанного метода измерялись зависимости  $\lg J (V_G)$  для МОП структур с  $n$ -кремнием при положительном смещении на металле (рис. 2). При такой полярности электроны туннелируют из полупроводника и максимум на зависимости  $Q (V_G)$ , как это видно из рис. 2,  $a$ , должен наблюдаться при  $V_G$ , равном высоте барьера металл—диэлектрик  $\Phi_2$ . На рис. 2,  $b$  показано, что максимумы на экспериментальных кривых  $Q (V_G)$  для электродов из золота и хрома наблюдаются при разных напряжениях смещения, причем расстояние между максимумами равно  $0.6 \pm 0.1 \text{ В}$ , что хорошо согласуется с разностью работ выхода ( $0.6 \text{ эВ}$ ) для Au и Cr. Высоты барьеров

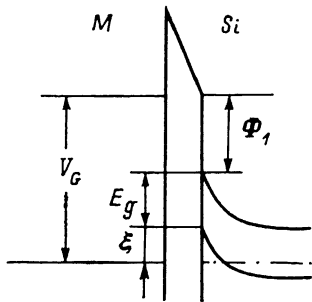


Рис. 1. Зонная диаграмма МДП структуры при отрицательном смещении на затворе.

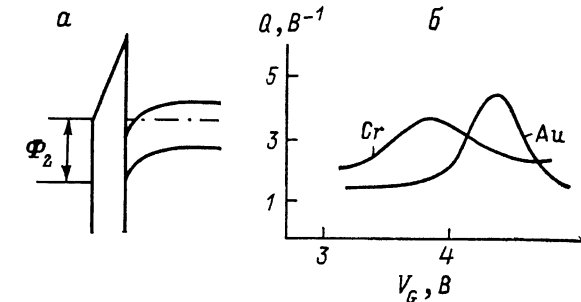


Рис. 2. Зонная диаграмма МОП структуры при положительном смещении на затворе (а) и зависимость  $Q (V_G)$  для МОП структур с электродами из Au и Cr (б).

Cr—SiO<sub>2</sub> и Au—SiO<sub>2</sub>, вычисленные по положению максимумов, составляют 4.5 и 3.9 эВ и превышают значения этих величин, известные из литературы [4], на величину 0.3 эВ. Мы связываем это с падением напряжения в металле и в переходном слое на границе металл—диэлектрик [5].

Для определения описанным методом величины поверхностного изгиба зон в полупроводнике необходимо приложить отрицательное напряжение смещения к металлическому электроду (рис. 1). Зависимости  $Q = d(\lg J)/dV_G$  от  $V_G$  для этого случая измерялись на МОП структурах, изготовленных на подложках  $p$ -кремния с концентрацией примеси  $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . В качестве материала затвора использовался Cr. На рис. 3,  $a$  показана типичная экспериментальная кривая  $Q (V_G)$  для образца с толщиной окисла  $36 \text{ \AA}$  (толщина окисла определялась из  $C-V$ -характеристик с учетом емкости слоя объемного заряда [2]). Положение максимума на кривых для разных МОП структур лежало в пределах  $V_{GM} = (5.05 \pm 0.05) \text{ В}$ . Для определения величины  $V_{GM}$  был использован также второй метод, основанный на сравнении туннельных токов, измеренных при двух температурах. Как показано в [6], величина  $\hat{J} = 100 [J(T_1) - J(T_2)]/J(T_2)$ , где  $J(T_1)$  и  $J(T_2)$  — туннельные токи при температурах  $T_1$  и  $T_2$  соответственно, имеет максимум при  $V_{GM}$ . На рис. 2,  $b$  показаны результаты температурных измерений, которые дали  $V_{GM} = 5.05$ , т. е. величину, совпадающую с измеренной первым способом.

Зная величину  $V_{GM}$ , можно определить  $\xi$ , воспользовавшись соотношением (1). Для  $\Phi_1 = 3.25 \text{ эВ}$  и  $E_g = 1.12 \text{ эВ}$  [4] из соотношения (1) получаем  $\xi = 0.68$ . Для сравнения этой величины с результатом численного расчета, проведенного в [2], необходимо знать число носителей  $N_{SC}$  в ОПЗ при  $V_G = V_{GM}$ . Мы определяли  $N_{SC}$  из экспериментальной вольтфарадной характеристики:

$$N_{SC} = \frac{1}{q} \int_{V_{FB}}^V C(V) dV.$$

Здесь  $q$  — заряд электрона,  $V_{FB}$  — напряжение плоских зон,  $C$  — емкость МОП структуры на единицу площади. Определенная таким образом величина  $N_{SC}$  при  $V_G = V_{GM}$  равнялась  $2.16 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ .

При таком  $N_{SC}$  величина  $\xi$ , рассчитанная с учетом квантования [2], составляет 0.5 эВ, т. е. экспериментальное значение превышает расчетное на 0.18 эВ. Это различие, по-видимому, связано с присутствием переходного слоя на границе кремний—окисел, в результате чего барьер на этой границе изменяет свою форму.

Для количественного описания зависимости  $Q(V_G)$  нами был проделан численный расчет этой зависимости. Туннельный ток рассчитывался для потенциального барьера, изображенного на вставке к рис. 3. Форма этого барьера выбиралась с учетом наличия переходного слоя толщиной  $\Delta s$  на границе диэлектрик—полупроводник. Численный расчет туннелирования через этот барьер выполнялся нами на основе [3], где формула для туннельного тока получена в предположении, что основная часть

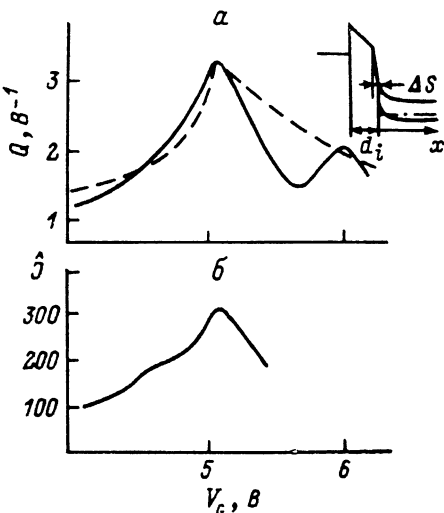


Рис. 3. Зависимость  $Q(V_G)$  для образца с  $d_i = 36 \text{ \AA}$  (а) и зависимость  $j(V_G)$  для того же образца (б).

а) сплошная линия — эксперимент, штриховая — расчет. б)  $T_1 = 300$ ,  $T_2 = 150 \text{ K}$ .

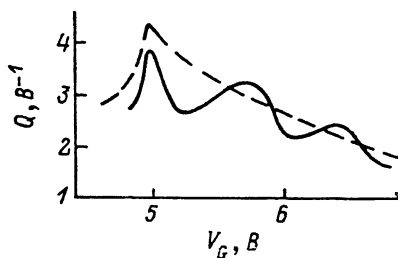


Рис. 4. Зависимость  $Q(V_G)$  для образца с  $d_i = 44 \text{ \AA}$ .

Сплошная линия — эксперимент, штриховая — расчет.

туннелирующих электронов имеет энергию, близкую к уровню Ферми. В нашем случае эту формулу можно записать в виде

$$j = \frac{2\pi q p_{0F}}{h^3} e^{-b_F} \int_0^{\infty} f(E) \exp[c_F(E - E_F)] dE.$$

Здесь

$$b_F = \frac{2}{h} \int_0^{d_i} \bar{p} dx, \quad \frac{1}{p_{0F}^2} = \frac{1}{h} \int_0^{d_i} \frac{dx}{\bar{p}}, \quad c_F = -\frac{2}{h} \int_0^{d_i} \left( \frac{\partial \bar{p}}{\partial E} \right) dx,$$

где все величины рассчитываются для энергии электрона  $E = E_F$ ;  $\bar{p}$  — модуль импульса электрона в запрещенной зоне диэлектрика;  $f(E)$  — функция распределения Ферми. Формула (1) справедлива при ненулевых температурах и для произвольного закона дисперсии  $\bar{p}(E)$ . Нами в качестве зависимости выбирался закон Франца

$$\bar{p}(E) = (2m^*)^{1/2} E^{1/2} \left( 1 - \frac{E}{E_g} \right)^{1/2},$$

где  $m^*$  — эффективная масса электрона в диэлектрике, которую для  $\text{SiO}_2$  мы полагали равной  $m^* = 0.65 m_0$  [7];  $E_g$  — ширина запрещенной зоны  $\text{SiO}_2$ , равная 8.1 эВ. Плотность туннельного тока  $j$  и ее логарифмическая производная  $d(\lg j)/dV_i$  как функции падения напряжения  $V_i$  в диэлектрике рассчитывались для нескольких значений  $\Delta s$  и  $d_i$ .

Для сравнения с экспериментом необходимо рассчитать  $Q$  как функцию полного напряжения  $V_G$ , приложенного к МОП структуре. Эту функцию можно определить из полученной кривой  $Q(V_i)$ , если известна зависимость  $V_i(V_G)$ . Последняя определялась из экспериментально измеренных  $C-V$ -характеристик по формуле

$$V_i = \int_{V_{FB}}^{V_G} \frac{C(V)}{C_i} dV,$$

где  $C(V)$  — измеренная  $C-V$ -кривая,  $V_{FB}$  — напряжение плоских зон.

Полученная таким образом расчетная зависимость  $Q(V_G)$  для  $d_i=36 \text{ \AA}$  изображена на рис. 3, а штриховой линией, а для случая  $d_i=44 \text{ \AA}$  — на рис. 4. В обоих случаях толщина переходного слоя  $\Delta s$  принималась равной  $2 \text{ \AA}$ , что соответствует наилучшему согласию расчета с экспериментальными данными. Такая же толщина переходного слоя была выбрана в работе [8] для наилучшего согласования формы осцилляций на зависимости туннельного тока от напряжения, обнаруженных при  $V_G > 5 \text{ В}$ . Эти осцилляции связаны с интерференцией волновой функции электрона при надбарьерном отражении от границы раздела Si—SiO<sub>2</sub>. Они наблюдались и в наших измерениях и с ними связано отклонение формы экспериментальных кривых рис. 3, а от расчета при  $V_G > V_{GM}$ , т. е. правее максимума. Более явно это различие проявляется для структур с окислом толщиной  $44 \text{ \AA}$  (рис. 4): видно, что экспериментальная кривая  $Q(V_G)$  осциллирует вокруг расчетной.

Отметим, что в расчетах и при обсуждении экспериментальных результатов мы не учитывали силы изображения, действующие на туннельный электрон. В работах [9, 10] проведено квантово-механическое рассмотрение сил изображения и показано, что потенциал сил изображения существенно уменьшается по сравнению с классическим случаем. Этот результат нашел экспериментальное подтверждение в работах по фотонно-облегченному туннелированию [10, 11].

Таким образом, в настоящей работе исследованы экспериментальные зависимости  $d(\lg J)/dV_G$  от  $V_G$  для туннельных токов в МОП структурах в области перехода от трапецеидального барьера к треугольному и проведен соответствующий численный расчет, результаты которого согласуются с экспериментальными данными. Величина поверхностного изгиба зон, найденная по положению максимума на зависимости  $d(\lg J)/dV_G$  от  $V_G$ , согласуется с величиной, рассчитанной в [2] в предположении, что на границе Si—SiO<sub>2</sub> имеется переходный слой толщиной  $2 \text{ \AA}$ .

Авторы благодарны А. А. Кремаренко и Р. А. Соколову за изготовление МОП структур.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Чопра К. Л. Электрические явления в тонких пленках. М., 1972. 300 с.
- [2] Frantsuzov A. A., Okhonin S. A., Pogosov A. G. — Phys. St. Sol. (b), 1986, v. 136, N 1, p. 241—249.
- [3] Страттон Р. — В кн.: Туннельные явления в твердых телах. М., 1973, с. 106—124.
- [4] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М., 1984. 455 с.
- [5] Simmons J. G. — Phys. Lett., 1965, v. 17, N 1, p. 104.
- [6] Симмонс Дж. Г. — В кн.: Технология тонких пленок. М., 1973, т. 2, с. 364—367.
- [7] Ковчавцев А. П. — ФТТ, 1979, т. 21, в. 10, с. 3055—3060.
- [8] Maserjian J., Zamani N. — J. Appl. Phys., 1982, v. 53, N 1, p. 559—567.
- [9] Harstein A., Weinberg Z. A. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1978, v. 11, N 1, p. L469—L473.
- [10] Harstein A., Weinberg Z. A. — Phys. Rev. B, 1979, v. 20, N 4, p. 1335—1338.
- [11] Weinberg Z. A., Harstein A. — J. Appl. Phys., 1983, v. 54, N 5, p. 2517—2521.

Институт физики полупроводников  
СО АН СССР  
Новосибирск

Получена 16.02.1987  
Принята к печати 8.10.1987