

Прямое туннелирование электронов в структурах $Al-n^+-Si-SiO_2-n-Si$ в режиме нестационарного обеднения поверхности полупроводника основными носителями заряда

© Е.И. Гольдман, Ю.В. Гуляев, А.Г. Ждан, Г.В. Чучева[†]

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, 141190 Фрязино, Россия

(Получена 15 декабря 2009 г. Принята к печати 21 декабря 2009 г.)

Экспериментально исследованы особенности прямого туннелирования электронов сквозь сверхтонкий ($\sim 40 \text{ \AA}$) окисел в структурах металл– SiO_2 – Si в нестационарных условиях обеднения поверхности полупроводника, когда потенциальный рельеф в изоляторе слабо возмущен внешними электрическими полями. Прозрачность туннельного барьера существенно ограничивается классически запрещенной областью в $n-Si$, обусловленной встроенным в SiO_2 отрицательным зарядом. С увеличением падения напряжения на окисле локализованные в нем электроны переходят в полупроводник, что сопровождается резким ростом туннельного тока. Из эксперимента определены значения коэффициентов линейного нарастания логарифма туннельного тока при повышении напряжения на изоляторе. Они не согласуются с данными, рассчитанными на основе модели прямоугольного барьера с параметрами, типичными для „толстых“ окислов. Показано, что реальные значения эффективной массы должны быть больше $0.5m_0$, а высота барьера меньше 3.1 эВ .

Проводимость сверхтонких (толщина $h < 50 \text{ \AA}$) окислов в структурах металл–окисел–полупроводник (МОП) определяется прямым туннелированием электронов сквозь потенциальный барьер, образованный подзатворным изолятором [1–4]. В таких структурах прозрачность барьера уже при нулевом напряжении между полевым электродом и полупроводником ($V_g = 0$) настолько велика, что, в отличие от толстых окислов, сразу же после нарушения детального равновесия становится доступным для экспериментальных исследований эффект туннелирования сквозь потенциальный рельеф в изоляторе, практически не возмущенный внешними электрическими полями. В диапазоне не слишком больших падений напряжения на окисле, соответствующих обеднению поверхности полупроводника основными носителями заряда, электронам на уровне Ферми полевого электрода для туннельного перехода в полупроводник, помимо барьера, создаваемого окислом, необходимо преодолеть еще и классически запрещенную область в Si (рис. 1). Эта область возникает потому, что дно зоны проводимости полупроводника на границе раздела (ГР) $Si-SiO_2$ при $V_g = 0$ располагается выше энергии Ферми полевого электрода (E_{Fg}) на некоторую величину $q\varphi_*$, $\varphi_* = \varphi|_{V_g=0}$, q — элементарный заряд, $q\varphi$ — энергетическое расстояние от уровня Ферми полевого электрода до дна зоны проводимости полупроводника непосредственно на ГР. Физической причиной возникновения такой особенности является встроенный в окисел отрицательный заряд. Значение φ_* определяется балансом набега потенциала на области локализации этого отрицательного заряда и контактной разности потенциалов. С ростом V_g дно зоны проводимости кремния опускается под уровень Ферми полевого электрода (ПЭ) и указанная область в конце концов исчезает. Следо-

вательно, вольт-амперная характеристика (ВАХ) цепи ПЭ– Si будет содержать особенности, связанные с ограничением электронного потока запрещенной областью энергий в полупроводнике, а также с ее исчезновением при некотором V_g .

Энергию дна зоны проводимости в окисле $E_{ic}(z)$ удобно отсчитывать от уровня Ферми ПЭ. Имеем: $E_{ic}(z) = E_{ic^*}(z) - qV_i(z/h)$. Здесь $E_{ic^*}(z)$ отвечает потенциальному рельефу изолятора в равновесии ($V_g = 0$), V_i — падение внешнего напряжения на окисле, z — координата в направлении нормали к ГР. Рельеф $E_{ic^*}(z)$ содержит в себе вклады от переходных слоев встроенных зарядов и контактной разности потенциалов. При таком определении равновесного рельефа $E_{ic^*}(z)$ очевидно, что $V_i = 0$ при $V_g = 0$. Общий баланс падений напряжений на изоляторе и полупроводнике определяется равенством $V_g = V_i + \psi_s - \psi_s^*$, ψ_s — поверхностный изгиб зон в Si , $\psi_s^* = \psi_s|_{V_g=0}$.

Рассмотрим случай неравновесного обеднения поверхности полупроводника основными носителями заряда. Поток электронов, туннелирующих с энергией E , отсчитываемой от уровня Ферми ПЭ, пропорционален

$$\begin{cases} D(E) \exp\left[-\frac{E}{kT} - \left(\frac{8m_s}{9\hbar^2}\right)^{1/2} \left(\frac{W}{q\psi_s}\right) (q\varphi - E)^{3/2}\right], & E < q\varphi \\ D(E) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), & E > q\varphi. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $D(E)$ — прозрачность изолирующего слоя на уровне E , T — абсолютная температура, k — постоянная Больцмана, m_s — эффективная масса электрона, туннелирующего в кремнии, \hbar — постоянная Планка, W — ширина слоя обеднения Шоттки в полупроводнике, $\varphi = \varphi_* - V_i$. Выражения (1) базируются на квазиклассическом приближении для прозрачности дополнительного барьера в Si , который фактически имеет треугольную

[†] E-mail: gvc@ms.ire.rssi.ru

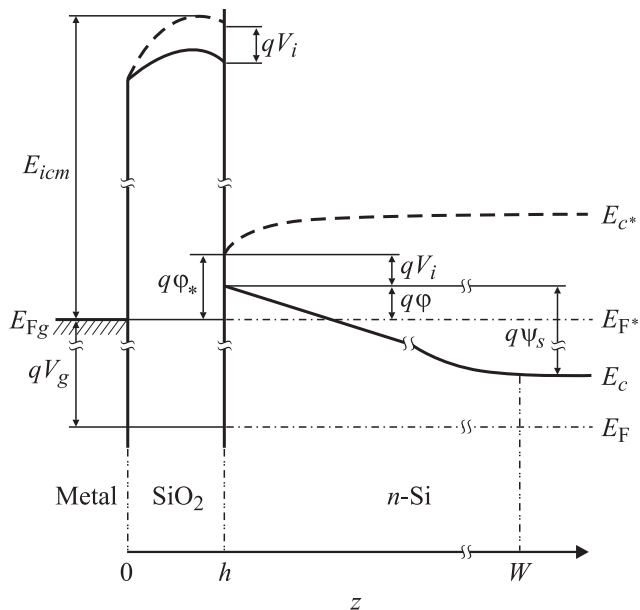


Рис. 1. Зонная диаграмма структуры металл-окисел-полупроводник при нулевом и обедняющем потенциалах полевого электрода V_g . E_{c^*} и E_{F^*} — дно зоны проводимости и энергия Ферми в n -Si при $V_g = 0$; E_c и E_F — дно зоны проводимости и энергия Ферми в n -Si при $V_g < 0$ (режим неравновесного обеднения).

форму, поскольку длина туннелирования много меньше W ($\varphi \ll \psi_s$). Туннельная прозрачность дополнительного барьера в Si повышается с энергией E гораздо слабее, чем спадает (по Больцману) концентрация электронов. Для типичных уровней его легирования $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, как и в диодах Шоттки [4], оказывается, что электронный ток через дополнительный барьер определяется термоэмиссией. Поэтому в пределе $qV_i \ll E_{icm}$, где E_{icm} — расстояние от уровня Ферми ПЭ до вершины барьера, образованного профилем $E_{ic}(z)$, выражение для туннельного тока I в цепи ПЭ-полупроводник можно представить в виде

$$\ln \frac{I}{I_*} = \begin{cases} \left(\frac{q}{kT} + \alpha_1 \right) V_i - \varphi_* \left(\frac{q}{kT} - \alpha_3 \right), & V_i < \varphi_* \\ \alpha_2 V_i, & V_i > \varphi_* \end{cases} \quad (2)$$

Здесь I_* — нормирующий множитель, коэффициенты

$$\alpha_1 = \alpha_2 - \alpha_3, \quad \alpha_2 = \frac{1}{D} \frac{\partial D}{\partial V_i} \Big|_{E=0, V_i=0}, \quad \alpha_3 = \frac{q}{D} \frac{\partial D}{\partial E} \Big|_{E=0, V_i=0}$$

зависят от формы барьера, в том числе от модулирующих эту форму встроенных в окисел зарядов, и значения эффективной массы m_i туннелирующих сквозь изолятор электронов. Фигурирующие в (2) значения α_2 и α_3 суть коэффициенты разложения функции $\ln D(E, V_i)$ в ряд Тейлора. Из (2) следует, что сквозной ток I через структуру в координатах $\ln I - V_i$ должен следовать линейному закону; причем угловой коэффициент этой прямой есть $\alpha_1 + q/kT$ при $V_i < \varphi_*$ и α_2 при $V_i > \varphi_*$.

В приближении слоя обеднения Шоттки легко найти связь между V_i , V_g и напряжением „плоских зон“ V_{FB} :

$$V_i = V_{iFB} + 2V_h \left[\left(\frac{|V_g| - |V_{FB}|}{V_h} + 1 \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (3)$$

где V_{iFB} — падение напряжения на окисле, когда структура находится в состоянии „плоских зон“, $V_h = q\epsilon_s N_d h^2 / 2\epsilon_0 \epsilon_i^2$, N_d — концентрация доноров в n -Si, h — толщина окисла, ϵ_0 , ϵ_s и ϵ_i — диэлектрические проницаемости вакуума, полупроводника и окисла соответственно.

Соответствующие эксперименты проводились при температуре $T = 293 \text{ К}$ с использованием компьютеризированной цифровой установки на структурах Al-n⁺-Si-SiO₂-n-Si:P. Параметры структур („емкость“ окисла $C_i = 8.7 \cdot 10^{-7} \text{ Ф/см}^2$, его толщина $h = 39.6 \text{ \AA}$, концентрация доноров в Si $N_d = 1.45 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и напряжение „плоских зон“ $V_{FB} = -0.2 \text{ В}$) определены по данным анализа квазиравновесных вольт-фарадных характеристик, основанного на методике [5]. Сквозной ток измерялся при обедняющих потенциалах ПЭ $V_g \leq -1 \text{ В}$. В функции от V_g регистрировались начальные значения тока, возникающего после подачи на образец „ступеньки“ полевого напряжения, отвечающей обеднению поверхности полупроводника основными носителями заряда. Времена измерений были значительно меньше времен генерации дырок. Регистрируемый ток, вообще говоря, содержал помимо туннельной компоненты еще и составляющую, соответствующую генерации дырок у ГР. При $V_g < -1 \text{ В}$ релаксация электронной системы, обусловленная рождением электронно-дырочных пар, длится сотни секунд, а накапливаемые за эти времена поверхностные концентрации неосновных носителей заряда были менее 10^{11} см^{-2} . Поэтому ток генерации дырок мал по сравнению с туннельным током.

На рис. 2 приведена ВАХ исследуемой структуры в координатах $\lg I - V_i$; V_i рассчитывалось в соответствии с соотношением (3). Эта зависимость обнаруживает две линейные области, между которыми наблюдается очень резкий рост тока. При малых $|V_i|$ угловой коэффициент прямой составляет $q/kT + \alpha_1 = 97 \text{ В}^{-1}$, а при больших — $\alpha_2 = 62 \text{ В}^{-1}$. Отсюда определяются величины α_1 , α_2 , α_3 . В результате имеем: $\alpha_1 = 57 \text{ В}^{-1}$, $\alpha_2 = 62 \text{ В}^{-1}$, $\alpha_3 = 5 \text{ В}^{-1}$. Найденные α_1 , α_2 , α_3 являются характеристическими параметрами реального туннельного барьера.

Экспериментальная зависимость $\lg I - V_i$ указывает на проявление перезарядки окисла. Ее начальная линейная область, по-видимому, связана с присутствием в окисле фиксированного отрицательного заряда, обуславливающего образование барьера $q\varphi_*$ при $V_g = 0$. С ростом $|V_i|$ вследствие туннельных переходов электронов из окисла в полупроводник фиксированный отрицательный заряд в окисле уменьшается или полностью исчезает. В результате $q\varphi_*$ уменьшается, а сквозной ток резко

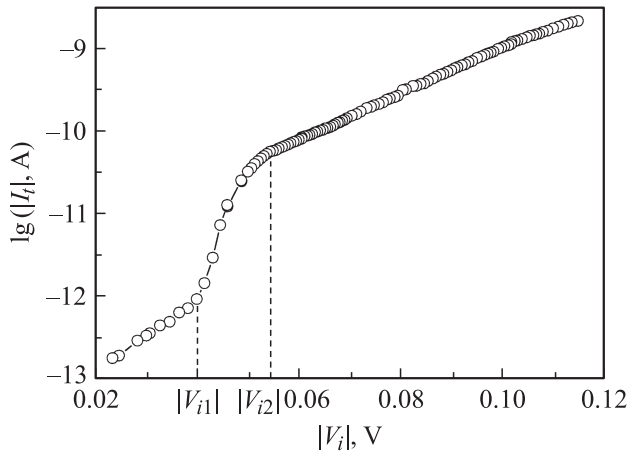


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика туннельного тока структуры Al- n^+ -Si-SiO₂- n -Si с площадью полевого электрода $S = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ в координатах $\lg I_t - V_i$. $V_{i1} = -0.039 \text{ В}$, $V_{i2} = -0.054 \text{ В}$.

нарастает (отрезок $[V_{i1}, V_{i2}]$ на рис. 2). Резкий рост тока прекращается после стабилизации заряда в окисле, и зависимость $\lg I - V_i$ определяется туннелированием через изолятор. Концентрация вышедших из окисла электронов определяется из соотношения

$$N_s = \frac{C_i kT}{q^2} \ln \frac{I(V_{i2})}{I(V_{i1})}$$

и составляет $5.54 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Сравним экспериментально определенные характеристики изолирующего слоя

$$\alpha_2 = \left. \frac{1}{D} \frac{\partial D}{\partial V_i} \right|_{E=0, V_i=0} \quad \text{и} \quad \alpha_3 = \left. \frac{q}{D} \frac{\partial D}{\partial E} \right|_{E=0, V_i=0}$$

с коэффициентами, вычисленными в рамках модели прямоугольного барьера высотой U и толщиной h . В данной модели получается $\alpha_3 = (2m_i q^2 h^2 / \hbar^2 U)^{1/2}$ и $\alpha_2 = \alpha_3 / 2$. Последнее равенство противоречит эксперименту. Оказывается, что использование типичных для толстых окислов значений $U = 3.1 \text{ эВ}$, $m_i = 0.5m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) приводит к $\alpha_2 = 4.1 \text{ В}^{-1}$. Это значительно меньше величины, получаемой из опыта. Ток, измеряемый при малых V_g , оказывается на 3 порядка выше, чем рассчитанный по теории [6] в рамках модели прямоугольного барьера. Таким образом, реальные значения эффективной массы должны быть больше $0.5m_0$, а высота барьера меньше 3.1 эВ . На такого рода особенности сверхтонких изолирующих слоев SiO₂ указывалось и ранее [7,8].

Отметим в заключение, что в структурах с толстым окислом дополнительный „полупроводниковый“ барьер может вообще не наблюдаться из-за достаточно высоких падений напряжений на окисле. Развитый подход к исследованиям проводимости структур со сверхтонким окислом в режиме неравновесного обеднения обладает определенным методическим преимуществом, поскольку

позволяет идентифицировать туннельную ВАХ в координатах $I - V_i$ без использования трудно реализуемого в данных условиях метода вольт-фарядных характеристик.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-07-00360-а и частично грант № 09-07-13594-офи_ц).

Список литературы

- [1] O. Simonetti, T. Maurel, M. Jourdain. *J. Appl. Phys.*, **92**, 4449 (2002).
- [2] Y.T. Hou, M.F. Li, W.H. Lai, Y. Jin. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 4034 (2001).
- [3] L.F. Register, E. Rosenbaum, K. Yang. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 457 (1999).
- [4] S.M. Sze, K. Ng. *Physics of semiconductor devices* (N.J., John Wiley and Sons, Ins., 2007).
- [5] А.Г. Ждан, Н.Ф. Кухарская, В.Г. Нарышкина, Г.В. Чучева. *ФТП*, **41**, 1135 (2007).
- [6] М.И. Елинсон, Г.Ф. Васильев. *Автоэлектронная эмиссия* (М., Гос. изд-во физ.-мат. л-ры, 1958).
- [7] M. Städele, F. Sacconi, A. Di Carlo, P. Lugli. *J. Appl. Phys.*, **93**, 2681 (2003).
- [8] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Н.Ф. Кухарская, М.В. Черняев. *ФТП*, **42**, 94 (2008).

Редактор Л.В. Шаронова

Electron direct tunneling in Al- n^+ -Si-SiO₂- n -Si structures in the regime of the non-stationary depletion with main charge carriers of the semiconductor surface

E.I. Goldman, Yu.V. Gulyaev, A.G. Zhdan, G.V. Chucheva

Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, 141190 Fryazino, Russia

Abstract Features of electron direct tunneling through ultrathin ($\sim 40 \text{ \AA}$) oxide in metal-SiO₂-Si structures in non-stationary conditions of the semiconductor surface depletion, when the potential relief in the insulator is poorly revolted by external electric fields, are experimentally investigated. The tunnel barrier transparency is essentially limited to the classically forbidden region in n -Si, caused by fixed negative charge in SiO₂. With the increase of the voltage drop on the oxide, localized electrons in the oxide pass in the semiconductor, that is accompanied by the sharp growth of the tunnel current. The values of angular factors of the linear increase of the tunnel current logarithm are defined from experiments when the voltage on the insulator is increased. They will not be coordinated with data, calculated on the base of a rectangular barrier model with parameters, typical for „thick“ oxides. It is shown, that real values of effective mass should be more than $0.5m_0$, and the height of the potential barrier is less than 3.1 eV .