

О влиянии поперечного квантования на электрические характеристики туннельной МОП структуры субмикрометровых размеров

© М.И. Векслер, И.В. Грехов[†], А.Ф. Шулекин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 10 марта 2005 г. Принята к печати 25 марта 2005 г.)

Изучаются изменения характеристик туннельной МОП структуры Al/SiO₂/n-Si, происходящие при снижении ее поперечных размеров в диапазоне от микрометра до нескольких нанометров. При моделировании учитывается квантование движения носителей в плоскости, перпендикулярной направлению туннелирования. Для большей наглядности МОП структура рассматривается как инжектор (туннельный МОП эмиттер) биполярного транзистора. Показано, что уменьшение размеров не вызывает качественных изменений электрических характеристик прибора, но приводит к некоторому снижению коллекторного тока и в особенности усиления. Полученные данные важны как сами по себе, так и в связи со скейлингом полевых транзисторов, поскольку транзистор с туннельным МОП эмиттером является одним из практически интересных режимов включения обычного полевого транзистора.

1. Введение

Использование диэлектриков предельно малой толщины является одним из условий миниатюризации элементной базы интегральных схем в субмикрометровом диапазоне [1]. При этом, как показали авторы [2], квантово-механическое туннелирование через подзатворный диэлектрик не является принципиальным ограничением, препятствующим использованию туннельно-тонкого диэлектрика в полевом транзисторе (MOSFET).

Тем не менее наличие туннельного тока через диэлектрик, т. е. тока затвора, является обстоятельством, требующим подробного изучения. Действительно, туннелирование повышает потребление мощности в выключенном состоянии, вызывает потерю заряда из канала транзистора, ускоряет деградацию и осложняет количественное описание поведения структуры.

При исследовании переноса заряда через диэлектрик (в частности, при испытаниях стойкости окисла) в полевом транзисторе обычно стремятся обеспечить условия для однородного протекания тока затвора. Для этого сток соединяется с истоком и подаются напряжения затвор–подложка и затвор–исток. Поддачи напряжения только на подложку недостаточно, так как инверсия не сможет установиться из-за туннельной утечки неосновных носителей (см., например, [3]).

Если речь идет о структуре с туннельно-тонким (2–3 нм) диэлектриком на подложке n-Si, то в указанных режимах полевой транзистор работает по сути как биполярный транзистор с туннельным МОП эмиттером, хотя это обычно и не оговаривается. Затвор играет роль эмиттера, подложка — роль коллектора, а сток и исток являются контактом к индуцированной базе. Усиление зависит от степени асимметрии туннелирования электронов (основных носителей) и дырок. Базовый

ток — это ток, который подается через сток–исток для поддержания соответствующих смещений на выводах.

Биполярный транзистор с туннельным МОП эмиттером известен достаточно давно [4] и в исполнении с большим размером эмиттера хорошо изучен [4–8], но вплоть до последнего времени он рассматривался без связи с полевыми транзисторами, в которых применялись более толстые диэлектрики. В новой ситуации исследование биполярного туннельного транзистора становится интересным и с точки зрения углубления представлений о процессах в полевых транзисторах.

Цель настоящей работы состоит в изучении изменений характеристик туннельной МОП структуры при уменьшении ее линейного размера L в субмикрометровой области, которые могут быть связаны с проявлением квантования движения носителей в плоскости, перпендикулярной направлению туннелирования.

2. Модель: общее описание

Для определенности сосредоточимся на рассмотрении поведения МОП структуры Al/SiO₂/n-Si, выполненной в виде мезы сечением $L \times L$, с толщиной окисла $d = 2.5$ нм (рис. 1). Размер L не считается заранее большим, так что квантованием в поперечной плоскости xu в общем случае пренебрегать нельзя. Положительное (коллекторное) напряжение $V = U_{CE}$ прикладывается к Si, в результате чего у границы Si/SiO₂ индуцируется инверсионный p -слой.

При изучении МОП структур изгибом зон в металле обычно пренебрегают, так что движение носителей в металле, как и движение электронов в зоне проводимости Si, считается ограниченным только в плоскости xu , а в направлении туннелирования z — свободным. Движение же дырок в инверсионном слое квантуется по всем направлениям: получается квантовая точка, состояния

[†] E-mail: mega@pulse.ioffe.rssi.ru

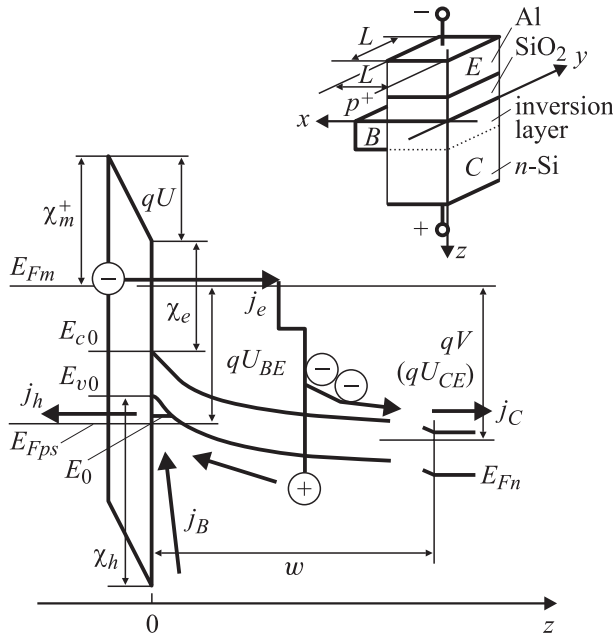


Рис. 1. Зонная диаграмма транзистора с туннельным МОП эмиттером. На вставке — структура транзистора: E — эмиттер, B — база, C — коллектор.

в которой характеризуются комбинациями волновых функций вида

$$\psi = \psi_{FH}(z) \sin\left(\frac{\sqrt{2m_{hs}E_x}}{\hbar}x\right) \sin\left(\frac{\sqrt{2m_{hs}E_y}}{\hbar}y\right),$$

$$\psi_{FH} = \sqrt{\frac{b^3}{2}}z \exp\left(-\frac{bz}{2}\right). \quad (1)$$

Мы рассматриваем только основное состояние по z , описывая его функцией Фэнга–Ховарда ψ_{FH} [9]; пренебрежение другими состояниями допустимо при $L \gg z_{inv}$, где $z_{inv} \approx 2$ нм — характерная ширина инверсионного слоя в направлении z . Энергии уровней в инверсионном слое:

$$E_{hs} = E_0 + (E_x + E_y) = E_0 + E_{\perp}^{n_x, n_y}$$

$$= E_0 + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_{hs}L^2} (n_x^2 + n_y^2), \quad n_x, n_y = 1, 2, 3, \dots, \quad (2)$$

где m_{hs} — масса дырки в Si, которую, равно как и массу электрона m_{es} в Si, для простоты считаем изотропной. В расчете на единицу площади в плоскости xu концентрация дырок составит

$$N_s = \frac{2}{L^2} \sum_{n_x, n_y} \left(\exp \frac{E_0 + E_{\perp}^{n_x, n_y} - E_{Fps}}{kT} + 1 \right)^{-1}, \quad (3)$$

где E_0 и энергия дырочного квазиуровня Ферми E_{Fps} отсчитываются от потолка валентной зоны E_{v0} вниз, T — температура, k — постоянная Больцмана. Возможные

энергии электронов в металле задаются аналогичной формулой

$$E_{em} = E_z + E_{\perp m}^{n_x, n_y} = E_z + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_m L^2} (n_x^2 + n_y^2), \quad (4)$$

где компонента энергии E_z отсчитывается вверх, а m_m — масса электрона в металле. Отметим, что при $L \rightarrow \infty$ уровни в поперечном направлении сливаются, и мы приходим к известной ситуации структуры большой площади.

Приведем основные сведения из теории туннельного транзистора большой площади [4–7], используемые в данной работе. Параметр b волновой функции ψ_{FH} вычисляется как

$$b = \left[\frac{12q^2 m_{hs}}{\epsilon_0 \epsilon_s \hbar^2} \left(\frac{11}{32} N_s + N_d w \right) \right]^{1/3}. \quad (5)$$

Здесь w — ширина обедненной области, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость Si, ϵ_0 — электрическая постоянная, N_d — концентрация доноров в Si. Основной уровень:

$$E_0 = \left(\frac{3}{2} \right)^{5/3} \left[\frac{q^2 \hbar}{\sqrt{m_{hs} \epsilon_0 \epsilon_s}} \right]^{2/3} \frac{N_d w + (55/96) N_s}{[N_d w + (11/32) N_s]^{1/3}}. \quad (6)$$

После того как для заданных коллекторного (U_{CE}) и базового (U_{BE}) напряжений рассчитана зонная диаграмма [7], можно найти туннельные токи электронов j_e и дырок j_h . Этот вопрос обсуждается далее отдельно. Имея j_e, j_h , можно получить величины токов, текущих через выводы прибора (эмиттер, коллектор, базу) в данном режиме,

$$j_E = j_e + j_h, \quad (7)$$

$$j_C = j_e M - j_{diff}, \quad (8)$$

$$j_B = j_h + j_{diff} - j_e (M - 1). \quad (9)$$

Здесь M — коэффициент умножения в коллекторе, учитывающий как оже-ионизацию в Si изначально горячими электронами $P(E_e)$, так и ударную ионизацию:

$$M = [1 + P(E_e)][1 + \gamma]$$

$$= \left[1 + P \left(qU + \frac{q^2 N_s}{3\epsilon_0 \epsilon_s b} \right) \right] [1 + \gamma]. \quad (10)$$

Зависимость квантового выхода оже-ионизации $P(E_e)$ заимствуется из [10] (E_e — энергия электрона, инжектированного с уровня Ферми металла E_{Fm} , после прохождения таким электроном зоны инверсии), а квантовый выход ударной ионизации γ находится для известного профиля поля [11]; U обозначает смещение на окисле.

Диффузионный ток дырок j_{diff} вычисляется как ток резкого одностороннего p – n -перехода по формуле

$$j_{diff} = \frac{\sqrt{q\mu_p kT}}{\sqrt{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_d^+} \left(\exp \frac{U_{BE} - U_{CE}}{kT} - 1 \right). \quad (11)$$

Здесь n_i — собственная концентрация носителей в Si при заданной температуре, N_d^+ — концентрация ионизированных доноров в толще Si, μ_p — подвижность дырок

(ее мы положили постоянной и равной $480 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$), а τ_p — время жизни дырок в n -материале (положено 8 мкс). Понятно, что τ_p на практике может изменяться в широких пределах; для предмета работы точный выбор τ_p несуществен, так как он не влияет на величины туннельных токов и сказывается только при $U_{BE} > U_{CE}$.

3. Туннельные токи при ограниченном поперечном размере МОП структуры

Примем, что полная энергия частицы E может быть разложена на энергию движения E_z в направлении туннелирования z и энергию движения E_\perp в поперечной плоскости xu . Мы используем простую, но распространенную модель туннельного переноса, в рамках которой вероятность туннелирования Θ зависит только от E_z (см., например, [4,12]), а сохраняющейся величиной, наряду с E , является E_\perp . Для вычисления Θ используется метод Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна (ВКБ) [13]. Наложение более логичного требования сохранения поперечного волнового вектора \mathbf{k}_\perp [14], вместо E_\perp , потребовало бы большего объема вычислений и вместе с тем во многом обесценивалось бы недостаточным знанием зонной структуры SiO_2 .

Электронный ток из металла в зону проводимости Si при $V \gg kT$ пишем как

$$j_e = \frac{q}{2\pi\hbar} \int_0^{+\infty} \Theta(E_z, \chi_e + qU, d, m_e^i) dE_z \times \int_0^{+\infty} \rho_{\perp,m} \frac{dE_\perp}{\exp[(E_z + E_\perp - E_{Fm})/kT] + 1}, \quad (12)$$

где $\rho_{\perp,m}$ — плотность состояний в плоскости xu на стороне, откуда частица туннелирует, т.е. в металле. Энергии E_z и E_{Fm} отсчитываются вверх от дна зоны проводимости E_{c0} .

Ток дырок из инверсионного слоя записывается в виде

$$j_h = \frac{q}{\tau(E_0)} \Theta(E_0, \chi_h, d, m_h^i) \times \int_0^{+\infty} \rho_{\perp,hs} \frac{dE_\perp}{\exp[(E_0 + E_\perp - E_{Fps})/kT] + 1}. \quad (13)$$

Для подстановки в эту формулу энергии E_0 , E_{Fps} и E_{Fm} отсчитываются вниз от E_{v0} ; $\tau(E_0)$ — время между соударениями дырки со стенкой туннельного барьера.

В зависимости от того, игнорируется или учитывается поперечное квантование, ρ_\perp [$\text{Дж}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$] в (12) и (13)

записывается одним из способов:

$$\rho_{\perp,m} = \frac{m_{es}}{\pi\hbar^2}, \quad \rho_{\perp,hs} = \frac{m_{hs}}{\pi\hbar^2}; \quad (14)$$

$$\rho_{\perp,m} = \sum_{n_x, n_y} \frac{2}{L^2} \delta(E_\perp - E_{\perp,m}^{n_x, n_y}) \frac{m_{es}}{m_m} v_s, \\ \rho_{\perp,hs} = \sum_{n_x, n_y} \frac{2}{L^2} \delta(E_\perp - E_{\perp}^{n_x, n_y}) v_m. \quad (15)$$

Фактор v_s (v_m) описывает несовпадение уровней E_\perp в полупроводнике и металле, эффективно учитывая снижение тока из-за конечной плотности состояний на стороне, куда туннелирует частица. Оценить величину этого фактора можно, считая каждый уровень n_x, n_y размытым по энергии E_\perp в соответствии с плотностью

$$g(E_\perp) = \frac{1}{2kT} \exp\left(-\frac{|E_\perp - E_{\perp}^{n_x, n_y}|}{kT}\right). \quad (16)$$

Если δ_E — энергетическое расстояние между уровнем $E_{\perp}^{n_x, n_y}$ (с которого туннелирует частица) и некоторым уровнем противоположной стороны, то вероятность неосуществления туннельного процесса из-за несовпадения составит $1 - \exp(-\delta_E/2kT)$. Примем, что на другой стороне барьера уровни отстоят друг от друга на

$$E^* = s(mL^2/\pi\hbar^2)^{-1} \quad (17)$$

и Δ — расстояние от $E_{\perp}^{n_x, n_y}$ до ближайшего уровня другой стороны ($s \approx 3$ — вырождение). Тогда вероятность „перекрывания“, обеспечивающего туннелирование, будет

$$P_{\text{overl}} = 1 - \prod_{i=-\infty}^{+\infty} \left[1 - \exp\left(-\frac{|\Delta + iE^*|}{2kT}\right)\right]. \quad (18)$$

Сама величина Δ равномерно распределена в диапазоне от 0 до $E^*/2$. В связи с этим фактор, описывающий несовпадение поперечных уровней E_\perp , определится как

$$v = \frac{2}{E^*} \int_0^{E^*/2} P_{\text{overl}}(\Delta) d\Delta. \quad (19)$$

При туннелировании электронов в Si на место эффективной массы m в (17) ставится m_{es} и v переобозначается как v_s , а при переносе дырок из Si берется m_m и вводится $v = v_m$. Кроме как при $T \rightarrow 0$ или $L \rightarrow 0$, фактор $v \sim 1$ (так, при $T = 77 \text{ К}$ и $L = 10 \text{ нм}$ $v_m \approx 0.99$).

Принятые значения эффективных масс и высот барьеров: $m_e^i = 0.42m_0$ [15], $m_h^i = 0.37m_0$ [16], $m_m = m_0$, $m_{hs} = 0.5m_0$, $m_{es} = 0.4m_0$, $\chi_m^+ = \chi_e = 3.16 \text{ эВ}$, $\chi_h = 4.63 \text{ эВ}$.

4. Результаты расчетов. Обсуждение

На рис. 2 представлены зависимости базового (j_B) и коллекторного (j_C) токов от напряжения база–эмиттер (U_{BE}) для нескольких значений размера L . Коллекторное

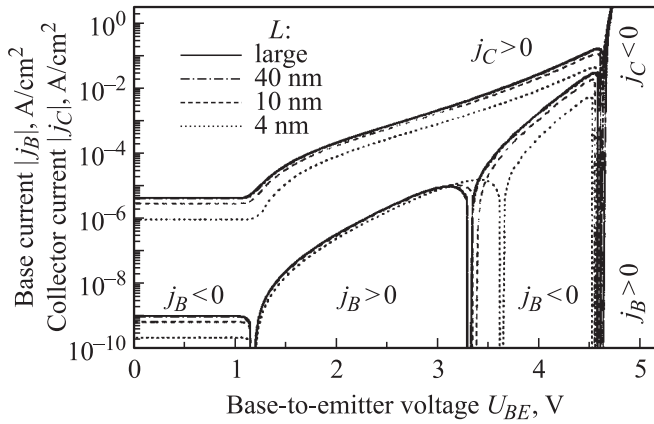


Рис. 2. Поведение базового и коллекторного токов при различных размерах эмиттера L . $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $d = 2.5 \text{ нм}$.

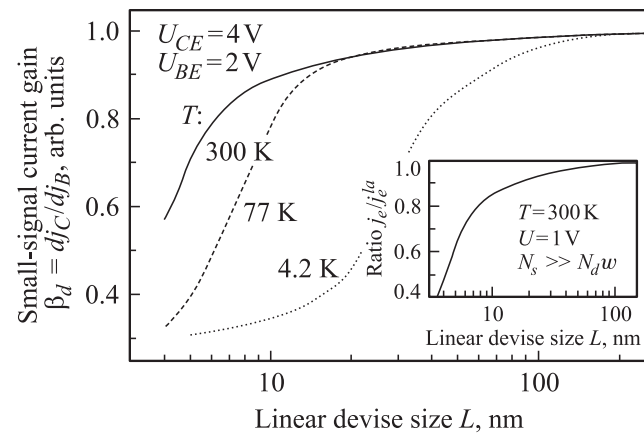


Рис. 3. Зависимости малосигнального усиления от размера эмиттера при различных температурах. $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $d = 2.5 \text{ нм}$. На вставке — зависимость электронного туннельного тока от размера эмиттера.

напряжение фиксировано. Особенности на зависимости $j_B(U_{BE})$ и смена знака j_B связаны с наличием внутреннего источника дырок: при низких U_{BE} дырки поставляются за счет j_{diff} и частично за счет ударной ионизации (γ), при $U_{BE} > 3.5 \text{ В}$ — за счет оже-ионизации (P) [17]. Сильный рост j_B и спад j_C (со сменой знака) при $U_{BE} > 4.5 \text{ В}$ появляется из-за компоненты j_{diff} : переход база–коллектор при этом оказывается включенным в прямом направлении.

Видно, что уменьшение размера эмиттера L обуславливает снижение как j_B , так и j_C . Данный эффект особенно выражен при $L < 10 \text{ нм}$; его происхождение связано с уменьшением эффективной двумерной плотности состояний на обеих сторонах барьера при уменьшении L . Кроме того, с уменьшением L уменьшается напряжение на окисле U , отвечающее данному U_{BE} , что также вызывает уменьшение туннельного тока. Аналогично ведут себя кривые для меньших толщин окисла d

и $N_d \sim 10^{14} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ — именно такие величины актуальны для туннельного транзистора.

На рис. 3 (вставка) построена зависимость плотности туннельного тока электронов j_e от L при фиксированном напряжении U . Кривая нормирована на соответствующее значение тока для эмиттера большой площади j_e^a . Она иллюстрирует эффект уменьшения размера в „чистом“ виде и более отчетливо, чем рис. 2. Ситуация $N_s \gg N_d w$, в которой напряжение U создается только зарядом инверсного слоя, выбрана для определенности. В этой ситуации, если фиксировано U (а не U_{BE}), зависимость j_h от L обусловлена только наличием фактора ν_m и при 300 К слаба.

При уменьшении L снижение j_C более значительно, чем изменение j_B (при $U_{BE} \approx 2-3 \text{ В}$). Дело в том, что для фиксированного U_{BE} снижение U при уменьшении L невелико. При этом двумерная концентрация участвующих в туннелировании дырок, несмотря на наличие поперечного квантования, изменяется слабо (если $N_s \gg N_d w$, то она изменяется так же, как U). Напротив, ток j_e снижается существенно, так как количество туннелирующих электронов (с энергиями от E_{c0} до E_{Fm}) уменьшается из-за квантования E_{\perp} . Все это означает снижение усиления транзистора. Укажем также, что фактор ν_s для переноса из металла меньше, чем ν_m , ($m_m > m_{es}$) что еще ухудшает усиление при низких T . Пример зависимостей малосигнального коэффициента усиления $\beta_d = dj_C/dj_B$ от размера L представлен на рис. 3. (Для получения абсолютных значений β_d надо умножить на ~ 370).

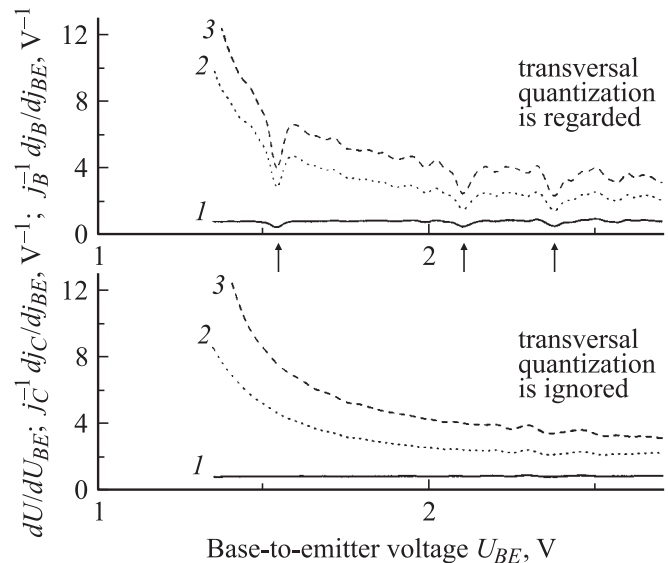


Рис. 4. Производные по базовому напряжению dU/dU_{BE} (1), $j_C^{-1} dj_C/dU_{BE}$ (2), $j_B^{-1} dj_B/dU_{BE}$ (3) с учетом (а) и без учета (б) поперечного квантования. $d = 2.5 \text{ нм}$, $L = 10 \text{ нм}$, $T = 4.2 \text{ К}$. а: стрелками отмечены квантовые особенности. Мелкие неровности на кривых связаны с ограниченной точностью вычислений.

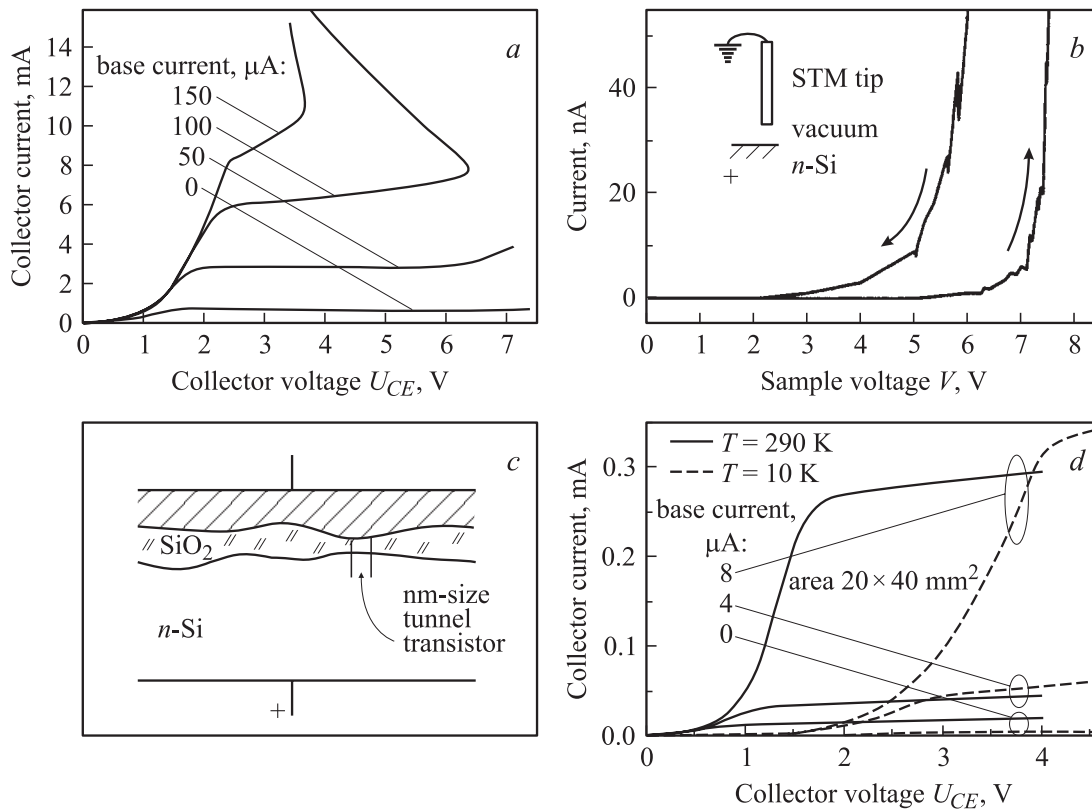


Рис. 5. Экспериментальные данные о поведении транзисторов с туннельным МОП эмиттером: *a* — переключение транзистора большой площади [16]; *b* — переключение контакта STM [18]; *c* — МОП структура с неоднородным по толщине окислом как совокупность нанометровых туннельных транзисторов; *d* — подтверждение работоспособности биполярного туннельного транзистора при низкой температуре [8].

В качестве дополнения к вопросу о проявлениях поперечного квантования в туннельном транзисторе отметим следующее. При анализе влияния квантования на свойства приборов часто интуитивно ожидают появления особенностей в виде ступеней или пиков. Посредством дифференцирования кривых (для $T = 4.2\text{ K}$) удается разрешить особенности такого рода и в нашем случае (рис. 4). Так, на зависимостях $j_B^{-1} dj_B/dU_{BE}$ и $j_C^{-1} dj_C/dU_{BE}$ от U_{BE} имеются пики, направленные вниз, появление которых связано с немонотонностью зависимости $U(U_{BE})$ вследствие последовательного пиннинга квазиуровня Ферми E_{Fps} к дискретным уровням квантовой ямы.

К настоящему времени пока не получено подробных экспериментальных данных по поведению транзисторов с туннельным МОП эмиттером субмикрометровых размеров. Тем не менее имеются различные факты, относящиеся к тематике проведенной работы и в определенной мере подтверждающие ее выводы (рис. 5).

Наши результаты органично стыкуются с имеющимися теоретическими и экспериментальными данными для транзисторов большой площади ([5,6] и др.). В частности, из вида кривой $j_{BE}(U_{BE})$ (рис. 2) вытекает наличие трех, в том числе двух стабильных, состояний транзистора при фиксированных j_B и U_{CE} . Бистабильность тун-

нельной МОП структуры наблюдалась авторами [6,16] (рис. 5, *a*).

Со стороны предельно малых L тоже есть экспериментальное подтверждение способности туннельного транзистора переключаться: в качестве эмиттера выступала игла сканирующего туннельного микроскопа (STM) [18] (рис. 5, *b*).

Объектом, содержащим один или несколько туннельных МОП транзисторов нанометровых размеров, возможно, является обычная „большая“ МОП структура с заметным разбросом толщины SiO_2 (рис. 5, *c*), о наличии которого говорилось, например, в [19]. При гауссовом распределении толщины тонкие участки суммарно занимают малую площадь, но должны давать существенный вклад в величину тока структуры [20]. Согласно результатам работы, ток в них, а значит, и общий ток через прибор, будет меньше, чем в модели без учета квантования E_{\perp} .

Обсужденные в работе эффекты усиливаются при уменьшении T . Поэтому важное значение приобретает имеющееся подтверждение способности туннельного транзистора к функционированию при гелиевых температурах, хотя и имеет место некоторая деформация его характеристик [8] (рис. 5, *d*). Для биполярного транзистора это весьма нетривиально.

5. Заключение

В работе проанализированы особенности поведения туннельной МОП структуры субмикрометровых размеров, рассматриваемой как биполярный транзистор с туннельным МОП эмиттером. Показано, что заметные изменения тока, а также малосигнального усиления в сторону уменьшения появляются примерно при $L = 10\text{--}20$ нм. Это всего в 4–5 раз меньше, чем размер затвора в промышленных полевых транзисторах, что говорит об актуальности затронутого вопроса. Обнаруженные эффекты обусловлены прежде всего снижением эффективной плотности состояний, связанным с квантованием движения носителей в плоскости, перпендикулярной направлению тунnelирования. Имеющиеся к настоящему моменту экспериментальные результаты, касающиеся данной темы, свидетельствуют в пользу состоятельности использованной в работе модели.

Авторы благодарны ГНТП „Наноструктуры“, Программе поддержки ведущих научных школ и Фонду содействия отечественной науке за участие в финансировании данной работы.

Список литературы

- [1] SEMATECH. *The International Technology Roadmap for Semiconductors*. <http://public.itrs.net/home.htm> (2001).
- [2] H.S. Momose, M. Ono, T. Yoshitomi, T. Ohguro, S. Nakamura, M. Saito, H. Iwai. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **ED-43** (8), 1233 (1996).
- [3] J.P. Shiely. *Simulation of tunneling in MOS devices* (Duke Univ., NC USA, 1999) Chapt. 5.5.
- [4] J.G. Simmons, G.W. Taylor. *Sol. St. Electron.*, **29** (3), 287 (1986).
- [5] E. Aderstedt, I. Medugorac, P. Lundgren. *Sol. St. Electron.*, **46** (4), 497 (2002).
- [6] Е.В. Остроумова, А.А. Рогачев. *ФТП*, **33** (9), 1126 (1999).
- [7] A.F. Shulekin, M.I. Vexler, H. Zimmermann. *Semicond. Sci. Technol.*, **14** (5), 470 (1999).
- [8] I.V. Grekhov, K. Schmalz, A.F. Shulekin, K. Tittelbach-Helmrich, M.I. Vexler. *Cryogenics*, **38** (6), 613 (1998).
- [9] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985) гл. 3.
- [10] W.E. Drummond, J.L. Moll. *J. Appl. Phys.*, **42** (13), 5556 (1971).
- [11] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1, гл. 1.
- [12] R. Tsu, L. Esaki. *Appl. Phys. Lett.*, **22** (11), 562 (1973).
- [13] Д.И. Блохинцев. *Основы квантовой механики* (М., Высш. шк., 1961) с. 121, 329.
- [14] A. Ghetti, A. Hamad, P.J. Silverman, H. Vaidya, N. Zhao. *Proc. SISPAD* (Kyoto, 1999) p. 239.
- [15] A. Schenk, G. Heiser. *J. Appl. Phys.*, **81** (12), 7900 (1997).
- [16] A. Haque, K. Alam. *Appl. Phys. Lett.*, **81** (4), 667 (2002).
- [17] S.K. Lai, P.V. Dressendorfer, T.P. Ma, R.C. Barker. *Appl. Phys. Lett.*, **38** (1), 41 (1981).
- [18] L.N. Bolotov, I.V. Makarenko, A.F. Shulekin, A.N. Titkov. *Surf. Sci.*, **331–333**, 468 (1995).

- [19] И.В. Грехов, Е.В. Остроумова, А.А. Рогачев, А.Ф. Шулешкин. *Письма ЖТФ*, **17** (13), 44 (1991).
- [20] R. Khilil, A. El Hdiy, A.F. Shulekin, S.E. Tyaginov, M.I. Vexler. *Microelectron. Reliab.*, **44** (3), 543 (2004).

Редактор Л.В. Шаронова

On the effect of the transversal quantization on electrical characteristics of a sub-micrometer MOS tunnel structure

M.I. Vexler, I.V. Grekhov, A.F. Shulekin

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The modifications of characteristics of an Al/SiO₂/n-Si MOS tunnel structure due to reduction of its transversal dimensions in the range from one micrometer down to several nonometers, are studied. The developed model accounts for the quantization of the carrier motion in the plane orthogonal to the tunneling direction. In order to consider the matter in a more clear and practical manner, the MOS structure is treated as an injector (tunnel MOS emitter) of a bipolar transistor. The reduction of device size is shown to lead to some decrease in a collector current and especially in a current gain, even if without qualitative changes of electrical behavior. The results obtained are important by themselves and also in an interrelation with the scaling of the field-effect transistors, since the MOS tunnel emitter transistor presents one of the practically interesting operation modes of a conventional MOSFET.