

Вольт-амперные характеристики туннельных МОП диодов Al/SiO₂/p-Si с пространственно неоднородной толщиной диэлектрика

© М.И. Векслер, С.Э. Тягинов, А.Ф. Шулекин[¶], И.В. Грехов

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

(Получена 22 декабря 2005 г. Принята к печати 26 января 2006 г.)

Изучается влияние неоднородности распределения толщины диэлектрика на поведение туннельных МОП структур Al/SiO₂/p-Si с толщиной диэлектрика 1–4 нм. Характер и степень этого влияния зависят от прикладываемого напряжения. При любых условиях наличие неоднородности толщины SiO₂ увеличивает сквозные токи по сравнению с токами через однородный окисел той же номинальной толщины. Кроме того, в режиме инверсии изменяется потенциал инверсионного слоя. При расчетах учитываются туннельный перенос между зоной проводимости Si и металлом, между валентной зоной Si и металлом (в том числе в режиме инверсии — резонансный транспорт, из-за неоднородности толщины он проявляется менее отчетливо), а также туннелирование зона–зона в полупроводнике.

PACS: 85.30.Mn, 73.40.Qv, 73.40.Gk

1. Введение

Структура металл–окисел–полупроводник (МОП) с SiO₂ в качестве диэлектрика является одним из важнейших объектов исследования современной технической физики полупроводников. В русле общих тенденций миниатюризации элементной базы электроники наибольший интерес в настоящее время представляют МОП структуры со средней толщиной диэлектрика $d_n \approx (1–4)$ нм, которые, несмотря на наличие сквозного туннельного тока, могут использоваться в затворной секции полевых транзисторов [1–3]. Уточнение относительно „средней толщины“ необходимо, так как любая пленка имеет некоторый разброс локальной толщины d , характеризуемый стандартным отклонением σ_d ; в случае SiO₂ он обычно составляет 0.1–0.3 нм [3–5].

В настоящей работе мы примем, как это сделано в [4–6], что величина d ($d > 0$) распределена по закону Гаусса,

$$\Gamma(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_d} \exp\left[-\frac{(d-d_n)^2}{2\sigma_d^2}\right], \quad (1)$$

и проведем анализ влияния пространственной неоднородности толщины на электрические характеристики туннельных МОП структур Al/SiO₂/p-Si. Актуальность этого вопроса повышается по мере уменьшения d_n в современных приборах. Кроме того, рассмотрение влияния параметра σ_d небезынтересно и для изучения последствий повреждения туннельно-тонкого слоя SiO₂, поскольку при деградации окисла разброс его толщины эффективно увеличивается. Интуитивно можно ожидать, что из-за сильной зависимости вероятности туннелирования от d ток будет резко увеличиваться с ростом σ_d при фиксированном среднем значении d_n . Однако, как будет показано далее, указанный эффект может проявляться более сложным образом, причем

количественно и даже качественно по-разному в разных режимах.

2. Локальная модель туннельного МОП диода

При расчете вольт-амперных характеристик прибора используется локальная модель МОП структуры (для $d = \text{const}$) в комбинации со статистическим описанием разброса толщины (формула (1)). Локальные модели разработаны как для режима обогащения [7], так и для случая обратного смещения [8]. Во всех ситуациях

— учитывается туннельный перенос между зоной проводимости Si и металлом, ток j_{cm} , а также между валентной зоной Si и металлом, ток j_{vm} ;

— учитывается возможность туннелирования внутри кремния [8], в том числе (в режимах инверсии) зона–зона, ток j_{bb} ;

— вероятности туннелирования через SiO₂ (T_{ox}) и в кремнии (T_s) записываются как функции полной энергии частицы E и ее поперечного волнового вектора \mathbf{k}_\perp , вводимого через „поперечную“ энергию E_\perp в Si.

Эффект квантования в индуцированном обогащенном или инверсионном слое

— рассматривается в рамках „одноуровневой“ модели [7] или [9] при расчете зонной диаграммы;

— рассматривается в квазиклассическом многоуровневом приближении при анализе резонансного туннелирования (тока j_{mv}^{res}) [10] по пути (валентная зона Si)–(дискретные уровни в зоне проводимости Si)–металл;

— игнорируется при анализе межзонного туннелирования в Si, но при этом вводится фактор [11], описывающий снижение плотности состояний.

Такой подход обеспечивает компромисс точность–удобство и на практике не приводит к заметным несоответствиям [8]: квантование учитывается тогда и в той мере, как это необходимо.

[¶] E-mail: shulekin@mail.ioffe.ru

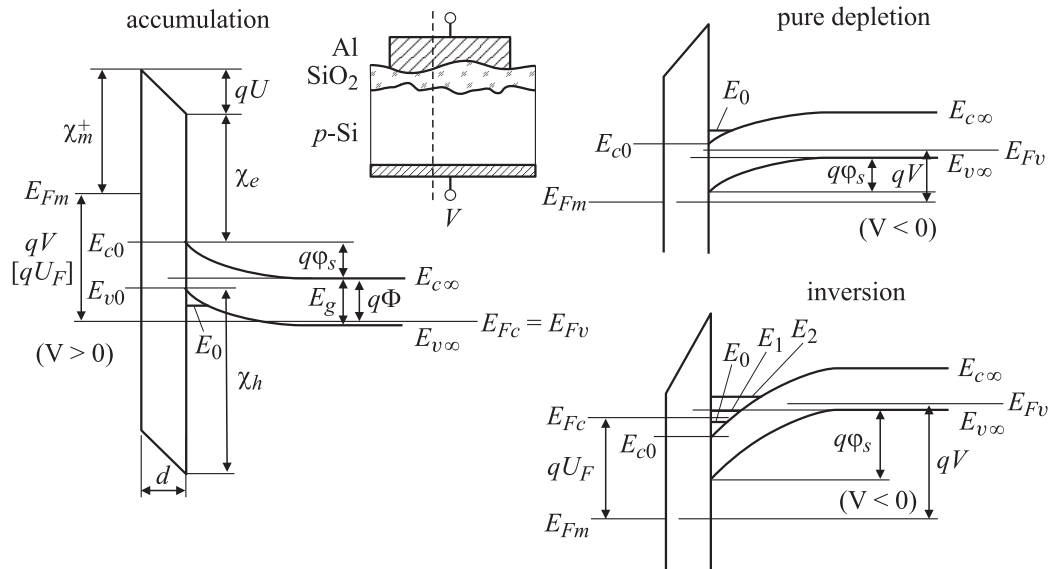


Рис. 1. Энергетические зонные диаграммы поперечного сечения туннельной МОП структуры Al/SiO₂/p-Si в различных режимах с обозначениями, используемыми в тексте. Величина qU_F является единой для всей площади структуры.

Сводка основных формул локальной модели приведена в *Приложении*.

Параметрами локальных моделей, помимо d и уровня легирования N_A , являются приложенное смещение V ($V > 0$ означает „+“ на подложке) и разность $qU_F = E_{Fm} - E_{Fc}$ между уровнем Ферми в металле и квазиуровнем Ферми для электронов Si (рис. 1).

3. Средняя плотность тока в МОП структуре

При учете распределения толщины окисла d по площади прибора (1) средняя плотность сквозного тока в любых условиях записывается как

$$\begin{aligned} \langle j \rangle &= \langle j_{cm} \rangle + \langle j_{vm} \rangle \\ &= \int_0^{+\infty} [j_{cm}(d) + j_{vm}(d)] \Gamma(d) \delta d. \end{aligned} \quad (2)$$

В принятом в работе приближении значение qU_F считается единым для всей площади МОП структуры. Однако в различных режимах наличие $\sigma_d \neq 0$ по-разному влияет на величину qU_F , которая устанавливается при данном смещении V и для которой соответственно проводится усреднение (2).

4. Режим обогащения

Режим обогащения в системе Al/SiO₂/p-Si реализуется при положительном смещении на подложке, превышающем $V_{FB} = (-\chi_m^+ + \chi_e)/q + \Phi$ (рис. 1). При этом вся

подложка характеризуется единым уровнем Ферми для электронов и дырок:

$$V > V_{FB}, \quad qU_F = qV. \quad (3)$$

В данном режиме диодная МОП структура ведет себя как эффективный инжектор горячих электронов в Si (одно из любопытных проявлений этого — видимая электролюминесценция прибора [12]).

Неоднородность распределения толщины никак не влияет на величину qU_F , которая может быть использована в локальной модели для всех d . За счет большого вклада относительно тонких мест структуры в полный ток наличие $\sigma_d \neq 0$ приводит к росту тока дырок из обогащенного слоя в металл, а также тока электронов

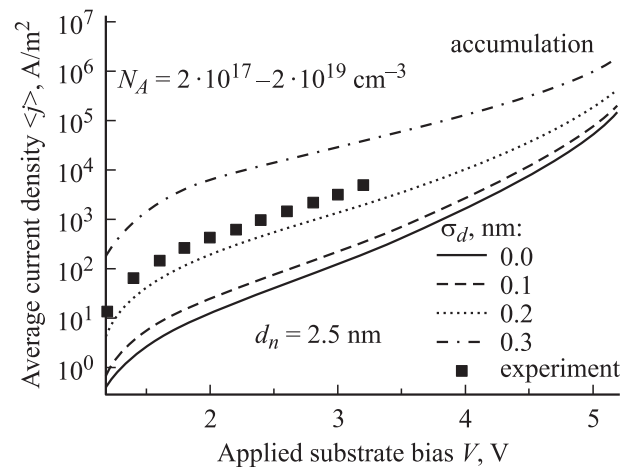


Рис. 2. Рассчитанные характеристики туннельных МОП структур в режиме обогащения. Вид кривых практически не зависит от уровня легирования подложки N_A . Точки — результаты измерений для образца с $d_n = 2.5$ нм и $\sigma_d \approx 0.2-0.3$ нм.

(неосновных носителей в кремнии) из металла. Эффект показан на рис. 2, где построены вольт-амперные кривые для нескольких σ_d , отвечающие одной и той же d_n .

Аналогичный случай режима обогащения был рассмотрен нами в [5] для структур Al/SiO₂/n-Si. При этом, как и в только что разобранный ситуации с прибором на p-Si, наиболее существенная роль принадлежит компоненте $\langle j_{cm} \rangle$. Однако в структуре на n-кремнии электронный ток течет из кремния в металл и представляет собой ток основных носителей, в отличие от ситуации в p-Si.

Отметим в качестве дополнения, что, хотя электронный ток из металла значительно превосходит дырочную составляющую по абсолютной величине, увеличение σ_d приводит к относительно более выраженному росту именно $\langle j_{vm} \rangle$, а не $\langle j_{cm} \rangle$, что означает снижение коэффициента инжекции.

5. Режим обеднения

В локальной модели ($d = d_n = \text{const}$) чистое обеднение реализуется в условиях $0 < V < V_{FB}$ или же при относительно небольшом обратном напряжении ($V < 0$), пока $q\phi_s < E_g$. Мы ограничимся здесь рассмотрением области $V < 0$. При $q\phi_s < E_g$ заметной поверхностной концентрации электронов N_s не может быть принципиально: само название „туннельная МОП структура“ предполагает, что поступления неосновных носителей за счет токов термогенерации j_{th} и диффузии j_{diff} (последний возникает из-за неравенства энергий квазиуровней Ферми для электронов и дырок, $E_{Fc} \neq E_{Fv}$) недостаточно для стационарного поддержания инверсии.

Точное значение qU_F в таком случае несущественно, а j_{cm} может быть без вычислений приравнен току термогенерации (обычно $j_{th} \gg j_{diff}$). С ростом N_A и (или) d_n диапазон напряжений, отвечающих обеднению, расширяется. Граница по $|V|$ ($V < 0$) между режимами обеднения и инверсии (формально определяемая условием $q\phi_s = E_g$ появления тока межзонного туннелирования j_{bb}) находится как

$$|V_{d/i}(d_n)| = \frac{E_g}{q} - V_{FB} + \frac{d_n}{\epsilon_{ox}} \sqrt{\frac{2\epsilon_s E_g N_A}{\epsilon_0}}, \quad (4)$$

где ϵ_s и ϵ_{ox} — диэлектрические проницаемости полупроводника и окисла, ϵ_0 — электрическая постоянная. При учете неоднородности толщины эта же граница формально должна соответствовать $|V_{d/i}(0)|$, т.е. подстановке $d = 0$ на место d_n в (4), независимо от d_n . Однако можно ожидать, что при реальных значениях σ_d роль токов j_{bb} , протекающих при $|V| < |V_{d/i}(d_n)|$ в местах структуры с наиболее тонким ($d \rightarrow 0$) SiO₂, будет мала. Кроме того, при низких N_A ток j_{bb} может не проявиться и при $|V| > |V_{d/i}(d_n)|$. Поскольку qU_F в режиме обеднения не играет роли, при анализе влияния $\sigma_d \neq 0$ различные участки прибора считаются не влияющими друг на друга.

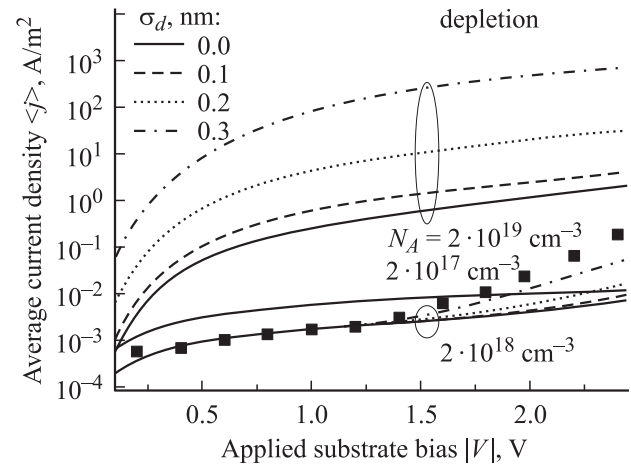


Рис. 3. Рассчитанные характеристики туннельных МОП структур в модели обеднения (в несколько более широком диапазоне, чем задается условием чистого обеднения). Для $N_A = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ зависимости от σ_d нет. Точки — результаты измерений для образца с $d_n = 2.5 \text{ нм}$, $\sigma_d \approx (0.2-0.3) \text{ нм}$, $N_A = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Отметим, что величины j_{diff} и j_{th} (в отличие от плотностей туннельных токов) почти не чувствительны к d . Поэтому, если компонента j_{cm} хотя и мала, но явно больше, чем j_{vm} , то наличие $\sigma_d \neq 0$ вообще не приведет к каким-либо отклонениям от ситуации однородной толщины окисла. В противоположном случае $j_{cm} \ll j_{vm}$ мы имеем ситуацию, похожую на случай обогащения. Вариант $j_{cm} \ll j_{vm}$ более характерен для высоких N_A , когда напряжение на окисле U может быть велико, и малых номинальных толщин диэлектрика d_n .

Эти соображения подтверждает рис. 3, где приведены кривые, рассчитанные в модели обеднения. При относительно низком уровне легирования N_A зависимость от σ_d отсутствует, но она намечается при $N_A = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и совершенно отчетлива при $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Отметим также, что при $j_{cm} \gg j_{vm}$ ток $\langle j \rangle$ ($\sim j_{th}$) снижается с увеличением N_A , поскольку сужается зона генерации неосновных носителей.

6. Режим инверсии

Режим инверсии туннельной структуры Al/SiO₂/p-Si может поддерживаться лишь за счет переноса зона-зона в Si (ток j_{bb}). При этом наличие $\sigma_d \neq 0$ приводит:

- к росту туннельного тока за счет тонких мест (для заданных U_F и V);
- к изменению потенциала инверсионного слоя (величины U_F) в сравнении с ситуацией однородного по толщине окисла;
- к искажению характеристик резонансного туннелирования — сечения структуры с разными d имеют свою систему уровней энергии.

Мы рассмотрим подробнее две последние особенности, так как первая достаточно очевидна, она проявляется и в других режимах (см., например, рис. 2).

6.1. Баланс неосновных носителей

Как отмечалось в разд. 3, величина qU_F является единой для всего прибора, что соответствует приближению идеально проводящего инверсионного слоя. При $\sigma_d \neq 0$ она определяется из условия баланса неосновных носителей во всей структуре:

$$\int_0^{+\infty} (j_{bb} + j_{th} + j_{diff})\Gamma(d)\delta d = \int_0^{+\infty} j_{cm}\Gamma(d)\delta d. \quad (5)$$

Ток резонансного туннелирования j_{vm}^{res} в это уравнение входить не должен [8].

Похожее условие записывалось в работе [13] для инверсионного дырочного слоя в структуре Al/SiO₂/n-Si, только там не было j_{bb} (рассматривался лишь случай слабого легирования), а присутствовал ток ударной ионизации, которого нет в (5), так как квантовый выход ионизации, вызываемый дырками, невысок.

На рис. 4 представлены рассчитанные зависимости qU_F от V для нескольких уровней легирования N_A и нескольких σ_d ($d_n = 2.5$ нм фиксирована). Как видно, величина $|qU_F|$ во всех случаях несколько снижается с ростом σ_d . Ясно, что при $\sigma_d \neq 0$ основной вклад как в $\langle j_{cm} \rangle$, так и в $\langle j_{bb} \rangle$ дают наиболее тонкие участки структуры. Поэтому рис. 4 по сути отражает тот факт, что при уменьшении d усиливается относительная „нехватка“ неосновных носителей. Другими словами, отношения j_{bb}/j_{cm} и тем более j_{th}/j_{cm} убывают с уменьшением толщины d при фиксированных V и U_F .

Зависимости средней плотности туннельного тока $\langle j \rangle$, вычисленной без учета резонансного транспорта, от

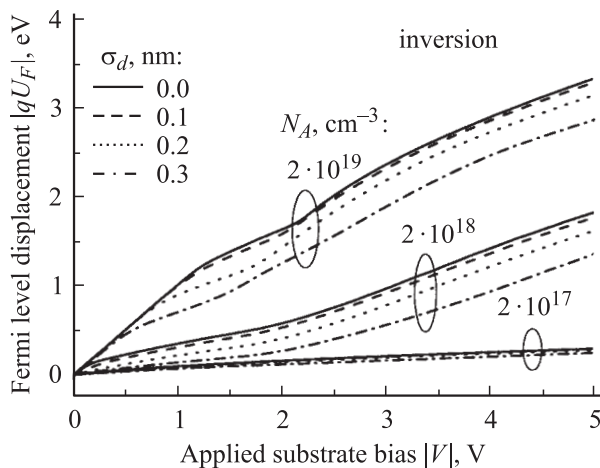


Рис. 4. Положение квазиуровня Ферми для электронов в Si по отношению к уровню Ферми металла в туннельной МОП структуре (величина qU_F). $d_n = 2.5$ нм. При расчете учитывалось межзонное туннелирование в Si.

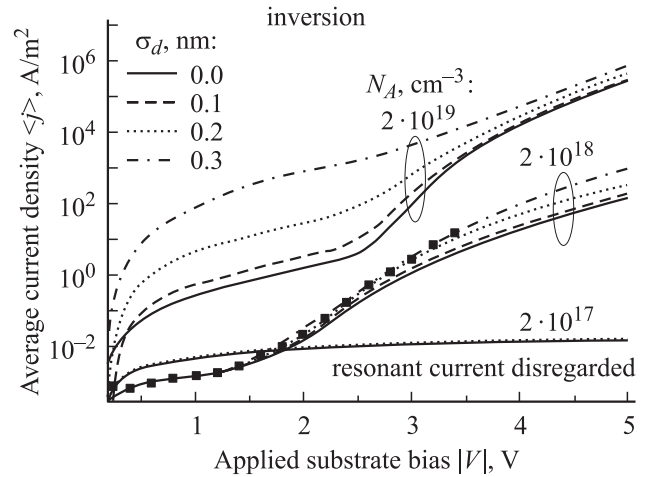


Рис. 5. Рассчитанные полные токи через МОП структуру с учетом инверсии, но без учета резонансного туннелирования, в зависимости от приложенного смещения. $d_n = 2.5$ нм. Точки — см. подпись к рис. 3.

смещения V построены на рис. 5. С ростом σ_d ток $\langle j \rangle$ увеличивается. Это представляется естественным, хотя гипотетически ввиду снижения U_F (рис. 4) и локальных напряжений на диэлектрике U полный ток при $\sigma_d \neq 0$ мог уменьшаться в областях, где $\langle j_{vm} \rangle$ преобладает над $\langle j_{bb} \rangle$. На всех кривых имеется подъем, начиная с которого межзонный перенос электронов в Si (ток $\langle j_{bb} \rangle$) существенно влияет на поведение МОП структуры. Однако указанный подъем соответствует значительно большему смещению $|V|$, чем напряжение $|V_{d/i}(d_n)|$ (формула (4)), не говоря уже о $|V_{d/i}(0)|$. Так, например, для $N_A = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ получается $|V_{d/i}(d_n)| = 0.72 \text{ В}$, в то время как особенности, связанные с формированием инверсионного слоя, проявляются только при $|V| \approx 1.5 \text{ В}$. В диапазоне $0 < |V| < 2 \text{ В}$ кривые на рис. 5 и 3 практически не различаются. Это частично оправдывает применение модели чистого обеднения даже при наличии j_{bb} . Тем не менее отметим, что при наличии дисперсии толщины ток $\langle j_{bb} \rangle$ начинает влиять (в частности, на величину $|qU_F|$) при более низком напряжении $|V|$, чем в модели $\sigma_d = 0$, как это особенно видно для $N_A = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

6.2. Резонансный перенос

Резонансное туннелирование электронов из валентной зоны должно активироваться при таком (отрицательном) напряжении V , что $q\phi_s = E_g + E_0$. При этом вовлечение каждого уровня E_i ($i = 0, 1, \dots$) в резонансный перенос будет проявляться подъемом на вольт-амперной кривой, как это наблюдалось экспериментально в [8,10].

При наличии неоднородности распределения толщины система уровней в рамках принятой модели оказывается своей для каждой точки структуры, что фактически означает эффективное размытие уровней. При очень большом значении σ_d выраженных „резонансных“ ступе-

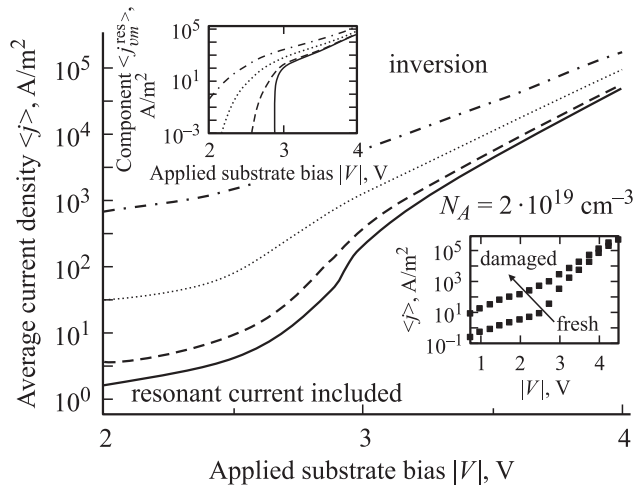


Рис. 6. Рассчитанные полные токи через сильно легированную МОП структуру с учетом резонансной составляющей. На вставках: сверху — резонансная компонента; внизу — типичное изменение экспериментальной вольт-амперной характеристики при ее многократной записи.

ней тока наблюдаться не будет, тем более для уровней с большими номерами i , где межуровневые энергетические расстояния меньше.

Рис. 6 иллюстрирует подобные изменения, связанные с $\sigma_d \neq 0$. Полный ток $\langle j \rangle$ представлен в диапазоне напряжений $|V|$, в котором резонансная компонента $\langle j_{um}^{res} \rangle$ появляется на фоне остальных компонент тока. Для большей наглядности составляющая $\langle j_{um}^{res} \rangle$ построена также отдельно (верхняя вставка). Систематических экспериментальных данных по резонансному туннелированию в МОП структурах с различными σ_d пока нет. Однако было замечено, что при многократной записи вольт-амперных характеристик сильно легированных туннельных МОП диодов особенности в виде ступеней тока постепенно становятся менее отчетливыми (нижняя вставка на рис. 6). Этот факт можно трактовать так, что постепенная деградация SiO₂ при приложении напряжения приводит, в числе прочего, к эффективному возрастанию величины σ_d , что в свою очередь, согласно расчетам, как раз и должно вызывать „размытие“ особенностей.

Сама по себе возможность резонансного транспорта в изучаемой системе может представляться весьма интересной. Однако в рамках данной работы о влиянии неоднородности d ее относительный „смысловый вес“ ограничен, так как ток j_{mv}^{res} не влияет на qU_F и на распределение приложенного к структуре напряжения.

7. Заключение

В работе изучено влияние пространственного распределения толщины SiO₂ на характеристики диодов Al/SiO₂/p-Si с тонким диэлектриком.

Наиболее общим следствием неоднородности толщины окисла является увеличение сквозного тока вследствие его концентрации в местах утоньшения диэлектрика. Менее тривиальное проявление разброса толщины SiO₂ состоит в том, что он влияет на разность потенциалов между металлом и инверсионным слоем, устанавливаемую при заданном обратном смещении. Инверсия в рассматриваемых структурах может поддерживаться только за счет межзонного туннелирования в Si и лишь в достаточно сильно легированных образцах. При большом обратном смещении наличие неоднородности приводит также к размытию особенностей резонансного транспорта электронов из валентной зоны в металл через дискретные уровни в квантовой яме, образующейся в зоне проводимости Si.

Ответ на вопрос о количественной стороне указанных эффектов дают рис. 2–6.

Авторы благодарны КЦФЕ (Санкт-Петербург), Фонду содействия отечественной науке и РФФИ (грант № 05-02-17827) за участие в финансировании данной работы.

Приложение

Сводка формул локальной модели туннельной МОП структуры

Распределение потенциала в кремнии $\varphi(z)$ находится с учетом квантования в одноуровневом приближении [7,9]. В режиме обогащения [7]

$$\varphi_z \equiv \varphi_{acc}(z) = \varphi_s [1 - \exp(-\lambda z)], \quad (\text{П. 1})$$

где φ_s — изгиб зон в Si, λ — параметр изгиба [7]. В случае инверсии

$$\begin{aligned} \varphi_z \equiv \varphi_{inv}(z) = \frac{qN_s}{\varepsilon_0\varepsilon_s} \left[e^{-bz} \left(-\frac{1}{2}bz^2 - 2z - \frac{3}{b} \right) + \frac{3}{b} \right] \\ + \frac{qN_A\omega}{\varepsilon_0\varepsilon_s} z - \frac{qN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_s} z^2, \quad z < w, \end{aligned} \quad (\text{П. 2})$$

где w — ширина области обеднения, ε_s — диэлектрическая проницаемость Si, ε_0 — электрическая постоянная, N_s — двумерная концентрация электронов, b — параметр волновой функции $\psi_0 = (b/2)^{3/2} z \exp(-bz/2)$ [9].

Параллельно определяется и сама энергия основного состояния в яме E_0 ; она отсчитывается вверх от E_{c0} для инверсии в p-Si и вниз от E_{v0} для обогащения в p-Si.

Для нахождения всей серии уровней в режиме инверсии применяется квазиклассическая формула:

$$2\sqrt{2m_ez} \int \sqrt{E_i - q\varphi(z)} dz = (i + 0.75)h, \quad (\text{П. 3})$$

где E_i ($i = 0, 1, \dots$) — энергия i -го уровня, отсчитываемая от E_{c0} (подробнее см. в [8]).

Вероятность туннелирования в полупроводнике для случая обеднения/инверсии в p -подложке записывается либо как

$$T_s(E, E_{\perp}) = \exp\left(-\frac{\sqrt{2m_g E_g}}{4q\hbar F} \left[2\left(1 + \frac{2E}{E_g}\right) \times \sqrt{-\frac{E^2}{E_g} - E + E_{\perp}} + \left(4\frac{E_{\perp}}{\sqrt{E_g}} + \sqrt{E_g}\right) \times \left(\frac{\pi}{2} + \arcsin \frac{2E + E_g}{\sqrt{4E_{\perp} E_g + E_g^2}}\right)\right]\right) \quad (\text{П. 4})$$

(для $E_{\perp} > E(1 + E/E_g)$), либо как

$$T_s(E, E_{\perp}) = \exp\left(-\frac{\pi\sqrt{2m_g}}{4q\hbar F} E_g^{3/2} - \frac{\pi\sqrt{2m_g E_g}}{q\hbar F} E_{\perp}\right) \quad (\text{П. 5})$$

(если $E \geq 0$, $E_{\perp} \leq E(1 + E/E_g)$), либо как $T_s(E, E_{\perp}) = 1$ (если $E \leq -E_g$, $E_{\perp} \leq E(1 + E/E_g)$). В этих соотношениях E — полная энергия носителя, которая отсчитывается вверх от края зоны проводимости E_{c0} подложки Si у границы с SiO₂ (рис. 1); E_{\perp} — энергия движения частицы в плоскости границы раздела Si/SiO₂ в кремнии; $E_g = 1.12$ эВ — запрещенная зона Si, $m_g = 0.17m_0$ — эффективная масса в ней [8]; под F понимается среднее поле в полупроводнике, отвечающее энергии E и ее компоненте E_{\perp} . Отметим, что формулы (П. 4), (П. 5) применимы и в случае туннелирования из зоны проводимости (обогащение), если заменить E на $-E - E_g$.

Вероятность туннелирования через SiO₂ описывается стандартным методом ВКБ с параметрами: $m_e = 0.42m_0$ [14] и $m_h = 0.33m_0$ (эффективные массы для „верхнего“ и „нижнего“ барьеров), $\chi_e = 3.15$ эВ, $\chi_h = 4.63$ эВ (согласно [15]), $\chi_m^+ = 3.17$ эВ.

Туннельный ток в режиме обогащения p -Si между зоной проводимости Si (c) и металлом (m) записывается с учетом туннелирования в кремнии как

$$j_{cm} = \frac{4\pi q \cdot 6m_{e\perp}}{h^3} \times \int_{E_{c\infty}}^{+\infty} [f_m(E) - f_c(E)] \int_0^{E-E_{c\infty}} T_{ox} T_s dE_{\perp} dE, \quad (\text{П. 6})$$

а ток между валентной зоной Si (v) и металлом (в принятой модели) как

$$j_{vm} = \frac{qN_s T_{ox}(\tilde{E}_0, 0)}{\tau(\tilde{E}_0)} + \frac{4\pi q \cdot 3m_{h\perp}}{h^3} \times \int_{-\infty}^{E_{v\infty}} [f_m(E) - f_v(E)] \int_0^{E_{v\infty}-E} T_{ox} dE_{\perp} dE, \quad (\text{П. 7})$$

где $\tilde{E}_0 = -E_g - E_0$, а τ обозначает время между соударениями частицы со стенкой барьера Si/SiO₂. Полный сквозной ток всегда $j = j_{cm} + j_{vm}$.

В режиме обеднения/инверсии p -Si компоненты j_{cm} , j_{vm} пишутся иначе:

$$j_{cm} = \frac{qN_s T_{ox}(E_0, 0)}{\tau(E_0)} + \frac{4\pi q \cdot 6m_{e\perp}}{h^3} \times \int_{E_{c\infty}}^{+\infty} [f_m(E) - f_c(E)] \int_0^{E-E_{c\infty}} T_{ox} dE_{\perp} dE, \quad (\text{П. 8})$$

$$j_{vm} = \frac{4\pi q \cdot 3m_{h\perp}}{h^3} \times \int_{-\infty}^{E_{v\infty}} [f_m(E) - f_v(E)] \int_0^{E_{v\infty}-E} T_{ox} T_s dE_{\perp} dE + j_{vm}^{\text{res}}, \quad (\text{П. 9})$$

где j_{vm}^{res} — ток резонансного туннелирования (он появляется, если $q\phi_s > E_g + E_0$).

Ток межзонного туннелирования активируется при $q\phi_s > E_g$ в режиме инверсии:

$$j_{bb} = \frac{4\pi q \cdot M_{\perp}^s}{h^3} \int_{E_{c0}}^{E_{v\infty}} [f_c(E) - f_v(E)] \xi(E) \int_0^{E_{\perp}^*} T_s^{bb} dE_{\perp} dE. \quad (\text{П. 10})$$

Здесь $E_{\perp}^* = \min[E_{v\infty} - E, (E - E_{c0})m_{e\perp}m_{h\perp}^{-1}]$, $M_{\perp}^* = \min[3m_{h\perp}, 6m_{e\perp}]$, а $\xi(E)$ — фактор [11], учитывающий снижение плотности состояний за счет квантования:

$$\xi = 1 - \exp\left[-\frac{z^2(E)}{z_{\text{th}}^2}\right], \quad z_{\text{th}} = \frac{h}{\sqrt{2m_{e\perp}kT}}, \quad (\text{П. 11})$$

где $z(E)$ — ширина ямы, соответствующая энергии E . Вероятность туннелирования зона-зона T_s^{bb} задается формулой (П. 5) с дополнительным предэкспоненциальным множителем $\xi_{\text{ind}} = 1.45 \cdot 10^{-3}$ [8]. Через $f_{m,c,v}$ всюду обозначены функции Ферми для металла, зоны проводимости и валентной зоны Si, $m_{e\perp, h\perp}$ и $m_{e\perp, h\perp}$ — массы электрона и дырки в направлении z и в плоскости интерфейса Si/SiO₂.

Резонансный туннельный перенос описывается как сумма резонансных токов через все уровни, для которых выполнилось условие $q\phi_s > E_g + E_i$:

$$j_{vm}^{\text{res}} = \frac{4\pi q \cdot 3m_{h\perp}}{h^3} \times \sum_{i=0,1,\dots} \int_{E_{c0}}^{E_{v\infty}} [f_m(E) - f_v(E)] \int_0^{E_{\perp}^*} T_i^{\text{res}} dE_{\perp} dE. \quad (\text{П. 12})$$

Здесь E_{\perp}^* имеет тот же смысл, что и для j_{bb} , а T_i^{res} равно пиковой вероятности для прохождения через i -й резонансный уровень (T_i^{max}) или же нулю, в зависимости от того, попадает или нет величина $(E - E_{c0}) - E_{\perp}m_{h\perp}m_{e\perp}^{-1}$ в ΔE_{HM} -окрестность уровня E_i (ΔE_{HM} — полуширина резонансного пика). Более тщательное описание содержится в [8].

Список литературы

- [1] H.S. Momose, M. Ono, T. Yoshitomi, T. Ohguro, S. Nakamura, M. Saito, H. Iwai. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-43** (8), 1233 (1996).
- [2] *International Technology Roadmap for Semiconductors*. [http:// public.itrs.net](http://public.itrs.net) (2004).
- [3] H.S. Momose, S.-I. Nakamura, T. Ohguro, T. Yoshitomi, E. Morifuji, T. Morimoto, Y. Katsumata, H. Iwai. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-45** (3), 691 (1998).
- [4] B. Majkusiak, A. Strojwas. J. Appl. Phys., **74** (9), 5638 (1993).
- [5] С.Э. Тягинов, М.И. Векслер, А.Ф. Шулекин, И.В. Грехов. Письма ЖТФ, **30** (24), 7 (2004).
- [6] M. Houssa, T. Nigam, P.W. Mertens, M.M. Heyns. Sol. St. Electron., **43** (1), 159 (1999).
- [7] M.I. Vexler. Sol. St. Electron., **47** (8), 1283 (2003).
- [8] M.I. Vexler, A. El Hdiy, D. Grgec, S.E. Tyaginov, R. Khilil, B. Meinerzhagen, A.F. Shulekin, I.V. Grekhov. Microelectronics J., **37** (2), 114 (2006).
- [9] Т. Андо, А.В. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985) гл. 3.
- [10] Г.Г. Карева. ФТП, **33** (8), 969 (1999).
- [11] C.-H. Choi, J.-S. Goo, T.Y. Oh, Z. Yu, R.W. Dutton, A. Bayoumi, M. Cao, P.V. Voorde, D. Vook, C.H. Diaz. IEEE Electron. Dev. Lett., **EDL-20** (6), 292 (1999).
- [12] E. Cartier, J.C. Tsang, M.V. Fischetti, D.A. Buchanan. Microelectron. Eng., **36**, 103 (1997).
- [13] I.V. Grekhov, A.F. Shulekin, S.E. Tyaginov, M.I. Vexler. *Proc. 8th Int. Symposium „Nanostructures: Physics and Technology“* (St. Petersburg, Russia, 2000) p. 502.
- [14] R. Ludeke. IBM J. Res. Develop., **44** (4), 517 (2000).
- [15] A. Ohta, M. Yamaoka, S. Miyazaki. Microelectron. Eng., **72** (1-4), 154 (2004).

Редактор Л.В. Шаронова

Current–voltage characteristics of Al/SiO₂/p-Si MOS tunnel diodes with a spatially-nonuniform oxide thickness distribution

M.I. Vexler, S.E. Tyaginov, A.F. Shulekin, I.V. Grekhov

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

Abstract An effect of the insulator thickness distribution on the behavior of Al/SiO₂(1–4 nm)/p-Si MOS tunnel structures, is studied. Qualitative and quantitative sides of such an effect are dependent on the applied bias. Under any conditions, the non-uniformity of SiO₂ thickness distribution enhances the total current, as compared to that flowing through the homogeneous oxide layer with the same nominal thickness. Further, in inversion mode, the inversion layer potential will be changed. Simulations are performed considering the tunnel transport between the Si conduction band and metal, between the Si valence band and metal (involving in inversion mode the resonant transport; due to the thickness non-uniformity, it appears less pronouncedly), as well as the band-to-band tunnelling in semiconductor.