

Транзистор с туннельным МОП эмиттером как инструмент для определения эффективной массы дырки в тонкой пленке диоксида кремния

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

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

(Получена 16 июня 2005 г. Принята к печати 14 сентября 2005 г.)

Экспериментально определено значение эффективной массы дырки в туннельно-тонком (2–3 нм) слое SiO₂: $m_h = (0.32–0.33)m_0$. Использование этого значения обеспечивает адекватное моделирование дырочного тока прямого туннелирования в приборах на основе МОП структур. Для нахождения указанного параметра впервые применена математическая обработка характеристик транзисторов с туннельным МОП эмиттером, что дает возможность точно найти эффективную толщину окисла, поскольку эффективная масса электрона в SiO₂ известна из литературы. При расчетах использовалась модель, в которой вероятность прохождения через барьер зависит только от компоненты энергии частицы E_z , связанной с движением в направлении туннелирования.

PACS: 85.30.De, 73.40.Qv

1. Введение

Диоксид кремния (SiO₂) относится к самым распространенным материалам микроэлектроники [1]. Важнейшее его применение — использование в качестве подзатворного диэлектрика в полевом транзисторе (MOSFET), причем в современных вариантах этого прибора толщина пленки SiO₂ составляет менее 2–3 нм [2]. Сечение затвор–подложка в таком случае представляет собой по сути туннельную структуру металл–окисел–полупроводник (МОП) ([3], гл. 9, см. рис. 1).

Параметры зонной структуры объемного материала SiO₂ хорошо известны (ширина запрещенной зоны $E_{g,bulk} = 8.9$ эВ [4], разрывы зон на границе Si/SiO₂ в толстой МОП структуре ([3], гл.7), эффективные массы в разрешенных зонах составляют $m_{e,bulk} = 0.5m_0$, $m_{h,bulk} = (3–10)m_0$ [1]). Однако если речь идет о туннелировании, необходимо использовать эффективную массу (или возможные значения масс) носителей в запрещенной зоне диэлектрика, далеко от краев его зон. Очевидно, что эти массы могут отличаться от массы в ближайшей разрешенной зоне.

Предметом данной работ является определение эффективной массы дырки m_h в тонком (~ 2 нм) слое диоксида кремния. Для целей изучения параметров туннелирования мы будем исследовать характеристики биполярного транзистора с МОП-эмиттером (Al/SiO₂/n-Si) [5–7], что позволит, как будет видно из дальнейшего, раздельно рассмотреть сосуществующие электронную и дырочную компоненты туннельного тока.

Попытки определения эффективных масс из измерений характеристик туннельных МОП структур уже предпринимались ([8–10] и др.). Необходимость возвращения к этому вопросу обусловлена четырьмя причинами:

а) ранее, говоря о „туннелировании“ в МОП структуре, чаще всего рассматривали только перенос через верхний барьер в SiO₂ [8,9]; б) встречающиеся в литературе данные по m_h весьма противоречивы ($0.28m_0$ [11], $(0.34–0.37)m_0$ [12], $0.51m_0$ [13]); в) транзистор с туннельным МОП эмиттером используется для подобных измерений впервые, что обеспечивает определенную независимость методики; г) прогресс в технологии тонких МОП структур и их теории позволяет повысить достоверность результатов.

2. Параметризация туннельных процессов в системе Al/SiO₂/Si

Вводя в рассмотрение две массы m_e и m_h для верхнего и нижнего барьеров соответственно, мы искусственно постулируем сосуществование двух параболических энергетических зон окисла в области комплексных волновых векторов. На самом деле дисперсионные соотношения для электронов в запрещенной зоне диэлектрика сложнее. Поэтому, строго говоря, роль введенных эффективных масс сводится к роли неких подгоночных коэффициентов для общепринятых туннельных формул (для практических целей эта постановка вопроса вполне приемлема и даже удобна).

Следует признать, что, поскольку m_e и m_h не совпадают с $m_{e,bulk}$ и $m_{h,bulk}$, этот подход плохо применим для случаев треугольного барьера. Заметим, однако, что при толщине SiO₂ 2–3 нм перенос электронов и дырок почти всегда происходит за счет прямого туннелирования, а активация механизма Фаулера–Нордгейма — в особенности для дырок — потребовала бы полей, превышающих пробойные (10^7 В/см для SiO₂ [1]).

При записи вероятности прямого туннелирования T через диэлектрик мы считаем, что частица — независимо от ее энергии — одновременно взаимодействует и с

[¶] E-mail: shulekin@mail.ioffe.ru
Fax: (812)2479123

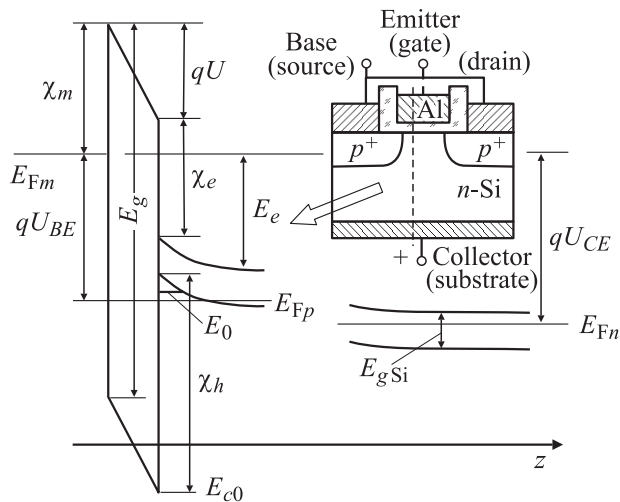


Рис. 1. Зонная диаграмма и схема транзистора с туннельным МОП эмиттером Al/SiO₂/n-Si.

верхним, и с нижним барьером (туннелирование электрона всегда можно рассматривать как туннелирование дырки в противоположном направлении, и наоборот):

$$T = T_e + T_h - T_e T_h, \quad (1)$$

$$T_e(E_z) = \exp \left\{ - \frac{4\sqrt{2m_e}d}{3\hbar qU} \left[(\chi_e + qU - E_z)^{3/2} - (\chi_e - E_z)^{3/2} \right] \right\}, \quad (2)$$

$$T_h(E_z) = \exp \left\{ - \frac{4\sqrt{2m_h}d}{3\hbar qU} \left[(\chi_h + E_{gSi} + E_z)^{3/2} - (\chi_h + E_{gSi} + E_z - qU)^{3/2} \right] \right\}. \quad (3)$$

Здесь $U > 0$ — напряжение на окисле, d — толщина SiO₂, а E_z — энергия электрона (дырки), связанная с движением в направлении туннелирования. За величину $E_z = 0$ принимается E_{c0} (рис. 1), и энергия всегда отсчитывается вверх. Формулы (2)–(3) записаны так, что вероятность прохождения определяется только величиной E_z . В более сложных моделях T зависит от полной энергии E и поперечного волнового вектора \mathbf{k}_\perp [14]. Представляется, однако, что применение модели $T = T(E, \mathbf{k}_\perp)$, несмотря на ее несколько бóльшую точность, не всегда целесообразно, так как резко увеличиваются затраты вычислительных ресурсов.¹ Поэтому в данной работе используются формулы (2), (3).

На сегодняшний день ряд параметров туннельных барьеров в системе Al/SiO₂/Si надежно определен. Так, эффективная масса для верхнего барьера составляет $m_e = 0.42m_0$ [15] по крайней мере в области толщин

¹ В частности, в формуле (4) (см. далее) интегрирование стало бы двойным, а формула (5) существенно изменилась и усложнилась бы из-за интегрирования по \mathbf{k}_\perp .

окисла 15–40 Å. Небольшие отклонения от этого значения могут уже быть вызваны мелкими нюансами моделей, используемых авторами при вычислениях. То обстоятельство, что значение m_e известно лучше, чем m_h , объясняется более широким распространением именно n -MOSFET ввиду большей подвижности электронов по сравнению с дырками. Установлено далее, что ширина запрещенной зоны E_g для туннельно-тонкой пленки SiO₂ совпадает с $E_{g,bulk}$ [16]. Общепринятыми являются также (см. рис. 1) высоты барьеров $\chi_m = 3.17$ эВ, $\chi_e = 3.15$ эВ и $\chi_h = 4.63$ эВ (с учетом $E_g = 8.9$ эВ и $E_{gSi} = 1.12$ эВ). Эти значения применимы при любой толщине SiO₂.

3. Эффективная туннельная толщина пленки SiO₂ в МОП структуре

Для надежного определения параметров туннелирования необходимо располагать точным значением толщины пленки SiO₂. Однако помимо средней (номинальной) толщины d_n , слой окисла характеризуется среднеквадратичным отклонением σ_d , связанным со статистическим разбросом толщины по площади. Ввиду сильной зависимости плотности туннельного тока от локальной толщины d ток концентрируется в наиболее тонких местах. Как показано в [17], неплохое приближение для полного тока (при $\sigma_d < 4$ Å) получается при подстановке в формулы (2), (3) не $d = d_n$, а „эффективной“ толщины $d = d_{eff}$, где $d_{eff} = d_n - 0.5\sigma_d^2$ (здесь все величины выражены в Å).

В связи с отличием d_{eff} от d_n отметим, что в некоторых более ранних работах зачастую применялись значительно заниженные величины χ_e и m_e (например, $\chi_e = 1.1$ эВ [7]). Это делалось, чтобы объяснить экспериментальный факт протекания существенно большего тока, по сравнению со значением тока, рассчитанным для величины d_n , измеренной эллипсометрически или через вольт-фарадные ($C-V$)-характеристики. Следует отметить, что если зависимость локальной плотности тока от толщин является приблизительно экспоненциальной, то емкость обратно пропорциональна величине d . В результате влияние неоднородности толщины SiO₂ на емкость выражено менее ярко.

О важности точного знания d_{eff} говорит хотя бы такой пример: увеличение толщины на 2 Å вызывает снижение плотности тока примерно на порядок. Примерно такое же снижение получится, если, скажем, для массы m_e вместо $0.42m_0$, положить значение $0.5m_0$.

4. Основы теории транзистора с туннельным МОП эмиттером

Приведем основные детали расчета характеристик транзистора с туннельным МОП эмиттером (более полная информация содержится в работах [5–7,18]).

Значения используемых величин (кроме параметров барьеров)

Символ	Название величины	Значение
E_{gSi}	Ширина запрещенной зоны Si	1.12 эВ
ϵ_{Si}	Диэлектрическая проницаемость Si	11.9
ϵ	Диэлектрическая проницаемость SiO ₂	3.9
t	Температура	300 К
$P(E_e)$	Квантовый выход оже-ионизации	Как в [20]
γ	Квантовый выход ударной ионизации	Как в [3], гл. 1
G	Темп термогенерации в кремнии	$10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$
Эффективные массы для Si-100 (Si-111):		
m_{ez}	электрона в направлении z	$0.432m_0$ ($0.258m_0$)
$m_{e\perp}$	электрона в поперечной плоскости	$0.341m_0$ ($0.358m_0$)
m_{hz}	дырки в направлении z	$0.260m_0$ ($0.392m_0$)
$m_{h\perp}$	дырки в поперечной плоскости	$0.297m_0$ ($0.330m_0$)

Для расчета электронного туннельного тока используется формула

$$j_e = \frac{4\pi q v_e m_{e\perp}}{\hbar^3} \int_0^{+\infty} T(E_z) \ln\left(1 + \exp\frac{E_{Fm} - E_z}{k_B t}\right) dE_z, \quad (4)$$

где E_{Fm} обозначает энергию уровня Ферми в металле, а $m_{e\perp}$ — массу в поперечной плоскости в зоне проводимости Si; $v_e = 6$ — кратность вырождения.

Электростатическая задача о распределении напряжения (расчет зонной диаграммы) в структуре Al/SiO₂/n-Si при обратном смещении решается с использованием модели [18], учитывающей квантование движения дырок в инверсионном слое. При этом полагается, что все дырки сосредоточены на одном энергетическом уровне E_0 .

Утечка дырок из инверсного слоя описывается как

$$j_h = q N_s \tau^{-1} T(-E_{gSi} - E_0), \quad (5)$$

где N_s — концентрация дырок в инверсном слое, $\tau = 24m_{hz}/\hbar b^2$ — время между соударениями дырки со стенкой туннельного барьера, а b — вариационный параметр волновой функции Фэнга–Ховарда $\Psi_{FH} = (b^3/2)^{1/2} \exp(-bz/2)$ [18], описывающей состояние дырок в яме. На место d в (2), (3) подставляется величина d_{eff} .

Таблица содержит принятые нами при расчетах значения величин, в том числе эффективные массы для Si, в частности упомянутые выше m_{hz} и $m_{e\perp}$, получены на основе данных [19].

От туннельных токов легко перейти к токам эмиттера j_E , коллектора j_C и базы j_B :

$$j_E = j_e + j_h, \quad (6)$$

$$j_C = j_e M - j_{\text{bulk Si}}, \quad (7)$$

$$j_B = j_h + j_{\text{bulk Si}} - j_e(M - 1). \quad (8)$$

В выражения (7), (8) входит коэффициент умножения $M = (1 + P)(1 + \gamma)$, учитывающий оже-ионизацию,

квантовый выход которой равен $P(E_e)$, величина E_e отмечена на рис. 1, и ударную ионизацию в Si (выход γ). Наличие $P \neq 0$, связанное с инжекцией горячих электронов, означает переход в режим оже-транзистора [5,6] и обуславливает ряд нетривиальных эффектов, в частности бистабильность прибора. В формулах (7), (8) присутствует также компонента $j_{\text{bulk Si}}$, включающая в себя ток p - n -перехода база-коллектор j_{diff} [7] и ток термогенерации $j_{\text{th}} = qwG$ (w — ширина области обеднения, G — темп термогенерации в Si).

5. Алгоритм определения эффективной массы дырки в SiO₂

В изучаемом приборе $j_e \gg j_h$ во всем рабочем диапазоне. При $U_{CE} \geq U_{BE}$ (см. рис. 1), когда j_{diff} мало, коллекторный ток практически равен j_e , так как коэффициент M всегда близок к единице (для энергии электронов $E_e \approx 2$ эВ квантовый выход оже-ионизации составляет ~ 0.01 [20]). При туннелировании металл–(зона проводимости Si) электроны реально взаимодействуют только с верхним барьером ($T_h \ll T_e$). Поэтому, располагая измеренным коллекторным током j_C и параметрами туннельного барьера для электронов, в том числе значением $m_e = 0.42m_0$, можно определить эффективную толщину окисла d_{eff} в конкретном образце.

Расчет дырочной компоненты j_h осуществляется через базовый ток j_B . Если ограничиться базовыми напряжениями до 2.2 В [5] и невысокими значениями U_{CE} , то вклад компоненты тока $j_e(M - 1)$ будет несуществен. Следует также исключить из рассмотрения области $U_{CE} < 1$ В, $U_{BE} < 1$ В и $U_{CE} < U_{BE}$, где могут проявляться ток $j_{\text{bulk Si}}$ и нетуннельные утечки. Тогда измеряемый базовый ток фактически будет равен дырочной составляющей тока эмиттера, что позволит, зная d_{eff} , по туннельным формулам найти величину m_h .

Вместо тока j_B можно анализировать поведение малосигнального коэффициента усиления $\beta_d = dj_C/dj_B$ — чем меньше m_h (при фиксированном m_e), тем ниже усиление.

6. Изготовление образцов. Обработка экспериментальных данных. Результаты исследований

В работе использовались приборы, изготовленные на легированной фосфором подложке n -Si (см. рис. 1). Тонкий слой SiO_2 был выращен в потоке сухого кислорода при температуре 700°C ; средняя толщина окисла составляла $d_n \approx 2.0$ нм, а $\sigma_d \approx 0.2$ нм (измерения проведены с помощью просвечивающего электронного микроскопа). Эмиттером прибора (размеры 10×20 мкм²) являлся алюминиевый контакт, нанесенный на туннельно-тонкую пленку SiO_2 термическим напылением при температуре подложки 200°C [5]. Kontakтами к базе служили p^+ -области, полученные диффузией бора.

Пример экспериментальных кривых (уровень легирования подложки $N_d = 10^{16}$ см⁻³) представлен на рис. 2. Коллекторный и базовый токи построены как функции базового напряжения. На вставке приведены выходные характеристики $j_C(U_{CE})$. Под измеренными плотностями токов понимаются их средние значения (соответствующий ток, деленный на площадь эмиттера).

На рис. 3, 4 приведены подлежащие анализу фрагменты кривых $j_B(U_{BE})$ и $j_C(U_{BE})$, выделенные из рис. 2 и дополненные расчетными результатами. Из данных рис. 3 следует, что эффективная толщина SiO_2 в рассматриваемом приборе составляет 18.5 \AA . Именно такое значе-

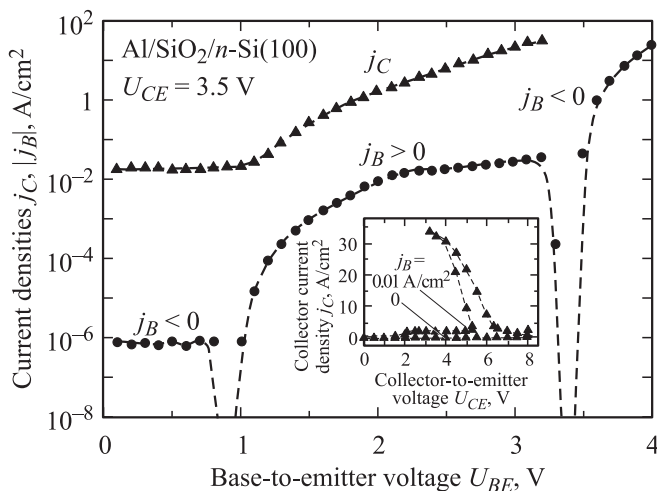


Рис. 2. Экспериментальные зависимости токов в транзисторе с туннельным МОП эмиттером от базового напряжения при постоянном (невысоком) коллекторном напряжении; на вставке — измеренные выходные характеристики. Здесь и на других рисунках пунктирные линии просто соединяют экспериментальные точки. U_{BE} — напряжение база-эмиттер, U_{CE} — коллектор-эмиттер.

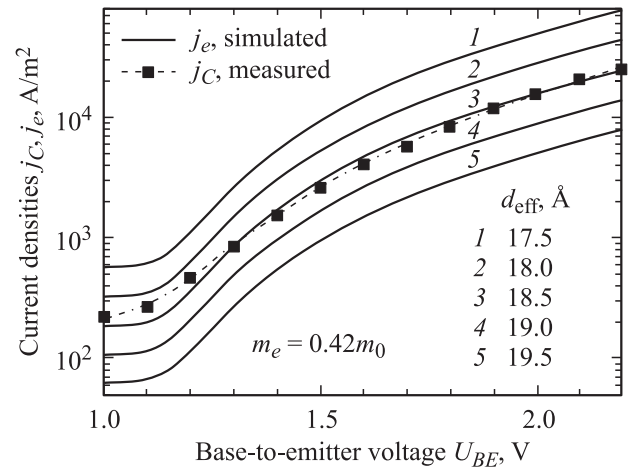


Рис. 3. Определение эффективной толщины окисла d_{eff} — фрагмент экспериментальной зависимости тока коллектора j_C от напряжения на базе U_{BE} , с наложенными расчетными зависимостями электронного туннельного тока j_e для разных значений d_{eff} (кривые 1–5). Для расчета величина m_h несущественна, если она больше значения 0.23 – $0.25m_0$. В приведенном диапазоне напряжений U_{BE} токи $j_C \approx j_e$.

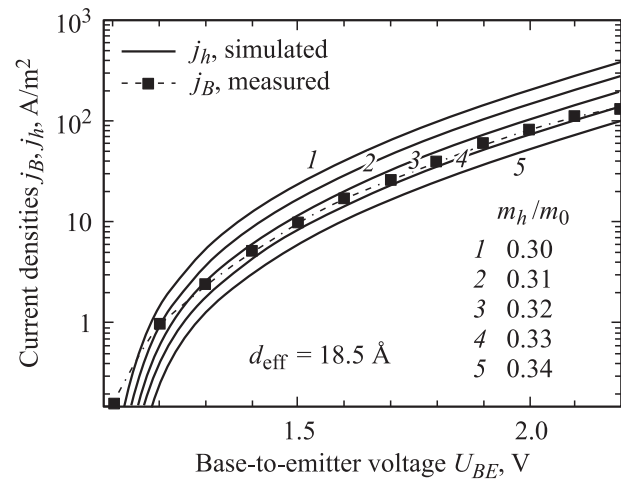


Рис. 4. Иллюстрация определения эффективной массы дырки в окисле m_h — фрагмент измеренной зависимости тока базы j_B от напряжения U_{BE} , с наложенной серией расчетных зависимостей дырочного туннельного тока j_h для разных значений m_0 (кривые 1–5). В приведенном диапазоне напряжений U_{BE} токи $j_B \approx j_h$.

ние d_{eff} используется далее при расчете зависимостей на рис. 4. Это позволяет определить величину эффективной массы дырки m_h .

Как видно на рис. 4, наилучшее соответствие модельных результатов с данными измерений достигается при подстановке $m_h = (0.32$ – $0.33)m_0$ в формулы (1)–(3) для вероятности туннельного прохождения. Можно констатировать также, что с повышением напряжения U_{BE} определяемая величина m_h несколько растет. Аналогичная особенность отмечалась ранее в работе [12].

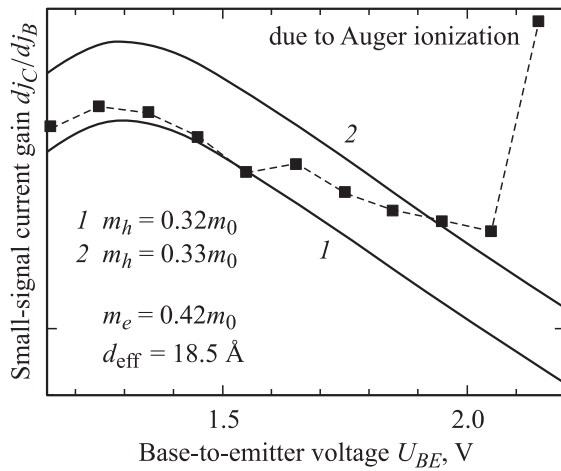


Рис. 5. Экспериментальная зависимость малосигнального коэффициента усиления транзистора $\beta_d = dj_c/dj_b$ от базового напряжения U_{BE} и ее модельная аппроксимация (кривые 1, 2) с использованием найденных значений эффективной массы дырки m_h .

На рис. 5 приведены зависимости малосигнального коэффициента усиления $\beta_d = dj_c/dj_b$ от напряжения U_{BE} для двух значений m_h ($0.32m_0$ и $0.33m_0$). Видно, что теоретическая зависимость, полученная при меньшей массе, лучше воспроизводит экспериментальные данные при низких U_{BE} , а кривая с $m_h = 0.33m_0$, наоборот, при более высоких значениях, так же, как это было для j_B (рис. 4). Отклонения в области $U_{BE} > 2.2$ В связаны с игнорированием вклада от оже-ионизации при расчете кривых, приведенных на этом рисунке.

7. Сравнение с другими данными. Обсуждение

Найденное значение m_h , так же, как и величины m_h , представленные в работах [10–13], существенно меньше, чем $m_{h,bulk}$. Ближе всего наш результат к данным [12]. Различия между m_h , если они невелики, могут быть вызваны особенностями моделей структуры в целом, как это уже отмечалось применительно к m_e .

Важным преимуществом, связанным с использованием транзистора с туннельным МОП эмиттером как инструмента исследования, является надежное определение толщины SiO_2 в том же приборе, на котором измеряется m_h , и теми же методами (вольт-амперные характеристики). Авторы, привлекавшие для измерений m_h МОП структуры на n -Si (p -MOSFET) с электродом из p^+ -*poly*Si (полукристаллический Si), были вынуждены либо пользоваться C – V -данными для толщины, либо определять толщину из вольт-амперных кривых для аналогичных n -MOSFET, изготовленных в том же цикле [10], а это снижает достоверность полученных результатов.

Говоря о новизне предложенного в работе метода определения m_h , уместно упомянуть об эксперименте по

разделению носителей в полевом транзисторе [10,21], который в идейном отношении близок к нашей методике. В этом эксперименте сток, исток и подложка соединяются вместе,² а измеряются токи стока/истока и подложки. Такие эксперименты проводились, однако, без связи с задачей нахождения эффективной массы. Например, в работе [21] целью было исследование оже-ионизации ($P \approx -j_B/j_C$ при высоких значениях $U_{BE} = U_{CE}$). К сожалению, данные [21] неприменимы для нашего метода определения m_h , так как измерены для слишком толстых МОП структур. Данные [10] по разделению носителей также не могут быть обработаны, поскольку там использовались электроды p^+ -*poly*Si, а в этом случае для туннелирования из валентной зоны *poly*Si в зону проводимости Si допущение о влиянии только верхнего барьера не проходит.

8. Заключение

В работе экспериментально определено значение эффективной массы дырки в тонкой (2–3 нм) пленке диоксида кремния: $m_h = (0.32–0.33)m_0$. Это значение, отвечающее за вероятность переноса носителей через „нижний“ туннельный барьер, намного меньше, чем масса дырки в валентной зоне SiO_2 , что находится в согласии с недавними результатами других авторов.

Данный результат пополняет информацию о свойствах одного из важнейших объектов исследования микроэлектроники — туннельной МОП структуры. Существенным новым моментом является привлечение транзистора с туннельным МОП эмиттером как инструмента исследования; данная методика определения m_h может быть впоследствии применена и для структур с диэлектриками, отличными от SiO_2 (например, „*high-K*“).

В рамках принятой модели прозрачность барьера рассматривалась как совокупность вероятностей прохождения через верхний и нижний барьер SiO_2 . При этом она считалась зависящей только от компоненты энергии частиц E_z , связанной с движением в направлении туннелирования.

Авторы благодарны Программе поддержки научных школ, Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 05-02-17827), Фонду содействия отечественной науке и КЦФЕ (Санкт-Петербург) за участие в финансировании данной работы.

Список литературы

- [1] А.П. Барабан, В.В. Булавинов, П.П. Коноров. *Электроника слоев SiO_2 на кремнии* (Л., изд-во ЛГУ, 1988).
- [2] *International Technology Roadmap for Semiconductors*, <http://public.itrs.net> (2004).

² Заметим, что кривые на рис. 3, 4 практически неотличимы от кривых $j_B(U_{BE})$, $j_C(U_{BE})$, отвечающих условию $U_{BC} = 0$. При невысоком значении концентрации N_d изменение U_{BC} от 0 до нескольких вольт не влияет на напряжение на окисле U (которое создается зарядом инверсного слоя), а ударная ионизация не существенна.

- [3] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [4] R.B. Laughlin. *Phys. Rev. B*, **22** (6), 3021 (1980).
- [5] I.V. Grekhov, A.F. Shulekin, M.I. Vexler. *Sol. St. Electron.*, **38** (8) 1533 (1995).
- [6] Е.В. Остроумова, А.А. Рогачев. *ФТП*, **33** (9), 1126 (1999).
- [7] K.M. Chu, D.L. Pulfrey. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **ED-35** (2), 188 (1988).
- [8] M. Depas, B. Vermiere, P.W. Mertens, R.L. van Meirhaeghe, M.M. Heyns. *Sol. St. Electron.*, **38** (8), 1465 (1995).
- [9] B. Brar, G.D. Wilk, A.C. Seabaugh. *Appl. Phys. Lett.*, **69** (18), 2728 (1996).
- [10] Y.T. Hou, M.F. Li, Y. Jin, W.H. Lai. *J. Appl. Phys.*, **91** (1), 258 (2002).
- [11] M.G. Ancona, Z. Yu, R.W. Dutton. P.J. Vande, M. Cao, D. Vook. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **ED-47** (12), 2310 (2000).
- [12] A. Haque, K. Alam. *Appl. Phys. Lett.*, **81** (4), 667 (2002).
- [13] K.-N. Yang, H.-T. Huang, M.-C. Chang, C.-M. Chu, Y.-S. Chen, M.-J. Chen, Y.-M. Lin, M.-C. Yu, S.M. Jang, C.H. Yu, M.S. Liang. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **ED-47** (11), 2161 (2000).
- [14] E.M. Vogel, K.Z. Ahmed, B. Hornung, W.K. Henson, P.K. McLarty, G. Lucovsky, J.R. Hauser, J.J. Wortman. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **ED-45** (6), 1350 (1998).
- [15] A. Schenk, G. Heiser. *J. Appl. Phys.*, **81** (12), 7900 (1997).
- [16] A. Ohta, M. Yamaoka, S. Miyazaki. *Microelectron. Eng.*, **72** (1–4), 154 (2004).
- [17] R. Khilil, A.El Hdiy, A.F. Shulekin, S.E. Tyaginov, M.I. Vexler. *Microelectronics Reliability*, **44** (3), 543 (2004).
- [18] A.F. Shulekin, M.I. Vexler, H. Zimmermann. *Semicond. Sci. Technol.*, **14** (5), 470 (1999).
- [19] C. Moglestue. *J. Appl. Phys.*, **59** (9), 3175 (1986).
- [20] W.E. Drummond, J.L. Moll. *J. Appl. Phys.*, **42** (13), 5556 (1971).
- [21] C. Chang, C. Hu, R.W. Brodersen. *J. Appl. Phys.*, **57** (2), 302 (1985).

Редактор Т.А. Полянская

Application of a MOS tunnel emitter transistor for finding the hole effective mass in thin silicon dioxide films

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

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

Abstract The hole effective mass in a tunnel-thin (2–3 nm) SiO₂ layer is experimentally determined as $m_h = (0.32–0.33)m_0$. The adoption of this value warrants the adequate modelling of a direct-tunnelling hole current in MOS devices. In order to find the above-mentioned parameter, the mathematical treatment of characteristics of a MOS tunnel emitter transistor has been for the first time applied, which enables us to obtain the precise estimation of the effective oxide thickness since the electron mass for SiO₂ is well known the literature. Within the model, the probability of a transfer through the barrier is assumed to depend only on the component E_z of the particle energy, associated with a certain motion in the tunnelling direction.