

Статические вольт-амперные характеристики туннельных МДП структур Au/CaF₂/n-Si(111)

© С.М. Сутурин[¶], А.Г. Банщиков, Н.С. Соколов, С.Э. Тягинов, М.И. Векслер

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

(Получена 28 января 2008 г. Принята к печати 4 февраля 2008 г.)

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии изготовлены структуры Au/CaF₂/n-Si(111), демонстрирующие меньшие токи при заданной толщине пленки фторида (1.5–2 нм), чем все аналогичные структуры, исследованные ранее. Показано, что при положительном напряжении на металле ток соответствует расчету в рамках модели с сохранением поперечной компоненты волнового вектора при туннельном переносе. Проанализированы относительные роли электронной и дырочной компонент при прямом и обратном смещении. Оценено влияние неоднородности распределения толщины диэлектрика по площади на величины измеряемых токов. Полученные тонкие слои CaF₂ потенциально пригодны для использования в качестве барьерных слоев в различных приборах функциональной электроники.

PACS: 73.40.Gk, 73.40.Qv, 68.37.Ps, 81.15.Ni

1. Введение

Фторид кальция (CaF₂) является весьма перспективным изолирующим материалом для функциональной электроники. Это кристаллический диэлектрик с очень широкой запрещенной зоной ($E_g = 12.1$ эВ) и высоким значением диэлектрической проницаемости ($\epsilon = 8.43$) [1]. Благодаря близости постоянных решеток фторида кальция (0.546 нм) и основного полупроводника современной микроэлектроники — кремния (0.543 нм) возможен когерентный эпитаксиальный рост тонких пленок CaF₂ на подложках Si [2]. Такие пленки могут быть использованы в качестве барьерных слоев в резонансно-туннельных диодах [3] и сверхрешетках [4], а также служить в качестве диэлектрика в полевых транзисторах — как чисто кремниевых [5], так и на основе новых органических полупроводников [6].

Согласно теоретическим расчетам, туннельные токи электронов и дырок, протекающие в системе Au/CaF₂/Si, должны быть весьма малы. Действительно, поскольку эффективная масса электрона m_e в CaF₂ близка к $1.0m_0$ [1], что значительно больше, чем, скажем, в традиционном диэлектрике SiO₂ ($0.42m_0$ [7]), вероятность прохождения частицы через фторид оказывается намного ниже, хотя барьеры Au/CaF₂ ($\chi_m = 2.63$ эВ), CaF₂/Si ($\chi_e = 2.38$ эВ) [8] и менее высоки, чем аналогичные барьеры в случае окисла. Это особенно важно для применения CaF₂ в кремниевом полевом транзисторе. Заметим, что туннелирование во всех случаях должно происходить через „верхний“ барьер, образованный верхней частью запрещенной зоны изолятора, ввиду очень большого значения величины разрыва валентных зон на гетерогранице (8.6 эВ).

К сожалению, до настоящего времени технология формирования тонких пленок фторида пока не вышла на уровень, при котором можно ставить задачу тестирования тех или иных моделей. Наиболее актуальной

является задача достижения минимальных токов при заданной номинальной толщине слоя CaF₂ и анализа механизмов токопереноса в изготовленных образцах. Этому и посвящена настоящая работа. Мы продемонстрируем экспериментальные вольт-амперные характеристики с рекордно малыми токами, обсудим относительную роль электронной и дырочной компонент и сопоставим результаты с тем, что предсказывает моделирование без каких-либо подгоночных параметров.

2. Технология изготовления структур

Исследуемые образцы представляли собой МДП структуры Au/CaF₂/n-Si(111) со средней толщиной d_n пленки фторида 4, 5, 6 и 7 монослоев (monolayer, ML), $1 \text{ ML} = 0.315$ нм [1], и среднеквадратичным отклонением ее толщины σ_d в пределах 0.20–0.30 нм. Этот набор заполнил весьма интересную область толщин менее 2.5 нм, в которую в нашей предшествующей работе [5], посвященной аналогичным структурам, попал лишь один образец.

Структуры были выращены на кремниевых подложках с удельным сопротивлением $\rho = 5 \Omega \cdot \text{см}$ (концентрация доноров N_D около 10^{15} см^{-3}), отклонение ориентации поверхности которых по отношению к направлению (111) не превосходило десяти угловых минут.

После отмычки подложек проводилось несколько операций окисления и травливания окисла с целью удаления загрязненного приповерхностного слоя (метод Ширази [9]). Непосредственно перед ростом производилась высокотемпературная очистка кремния — двухминутный отжиг до температуры 1200°C в условиях сверхвысокого вакуума. Рост пленки фторида кальция (скорость нанесения 2–3 ML/с) осуществлялся методом молекулярно-лучевой эпитаксии из ячейки Кнудсена, заряженной кусочками CaF₂. На выращенную пленку CaF₂ путем вакуумного напыления через маску наноси-

[¶] E-mail: suturin@mail.ioffe.ru

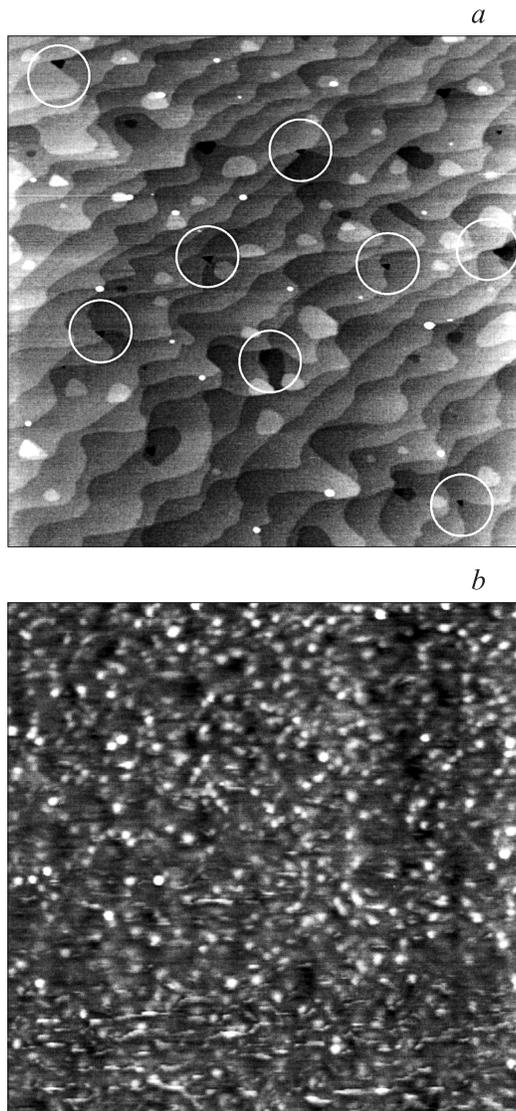


Рис. 1. Характерные топографии поверхностей пленок CaF_2 , измеренные с помощью микроскопа атомных сил: *a* — температура роста 750°C — кружками отмечены места проколов (масштаб $2 \times 2 \text{ мкм} \times 9 \text{ нм}$), *b* — температура роста 250°C (масштаб $1 \times 1 \text{ мкм} \times 3 \text{ нм}$).

лась матрица из нескольких тысяч золотых электродов диаметром 80 мкм каждый.

В ходе работы были предприняты усилия по оптимизации ростовых условий для получения МДП структур с наиболее стабильными характеристиками. Следует отметить, что в предыдущих работах [5,10,11] пленка CaF_2 выращивалась при относительно высокой температуре 750°C , выбранной для обеспечения высокого кристаллического качества слоя. Однако, как следует из проведенных нами, а также в работе [11] измерений топографии с помощью микроскопа атомных сил (atomic force microscope, AFM), для высокотемпературных слоев с толщиной менее 15 ML характерно наличие треугольных проколов (рис. 1, *a*), имеющих глубину, сравнимую

с толщиной слоя. При этом общая площадь проколов уменьшается с ростом толщины. Можно ожидать, что наличие подобных дефектов существенно увеличивает токи, протекающие через МДП структуру. В работе [5] за счет оптимизации технологии размер и количество проколов удалось существенно уменьшить. В работе [11] проводился отжиг в атмосфере кислорода для зарастивания проколов и уменьшения токов. Нами было показано, что если перед нанесением золотого электрода структуру с высокотемпературным слоем фторида выдержать на воздухе в течение нескольких дней, то это также приведет к уменьшению токов на 1–2 порядка.

В настоящей работе были опробованы различные условия роста CaF_2 с целью исключения трудноконтролируемого этапа окисления из процесса изготовления МДП структур. По результатам минимизации токов при заданной номинальной толщине слоя фторида (без дополнительного окисления) была выбрана температура роста 250°C , эта температура использовалась для всех исследованных в этой работе структур. Как показывают результаты AFM-измерений, при таких условиях характерно образование сплошных слоев фторида со слегка шероховатым рельефом поверхности (рис. 1, *b*). Статистические параметры рельефа AFM-изображений могут интерпретироваться как характеристики флуктуации толщины слоя.

3. Экспериментальные вольт-амперные характеристики (ВАХ)

Измерение вольт-амперных кривых осуществлялось с помощью цифрового прибора Keithley 2400, выполнявшего функции источника и амперметра. Уровень шумов составлял около $5 \cdot 10^{-12} \text{ А}$. Во избежание влияния динамических эффектов запись характеристик проводилась медленно и с малым шагом по напряжению (например, $0,02 \text{ В}$, 300 мс на одно значение). Контакт к золотому электроду обеспечивался с помощью проводящего позолоченного кантилевера AFM, а к тыльной стороне пластины — с помощью жесткого металлического прижима. Поскольку внешнее освещение и паразитные наводки могут влиять на форму ВАХ, измерения проводились в темноте, а установка экранировалась. Для повышения надежности результатов по каждому образцу проводились измерения на 10–20 различных золотых электродах. В большинстве случаев разброс токов не превышал 3–5 раз.

На рис. 2 приведены типичные статические характеристики изготовленных структур $\text{Au}/\text{CaF}_2/n\text{-Si}$ с разной толщиной слоя диэлектрика. С учетом конкретных высот барьеров в системе и глубины залегания уровня Ферми в толще кремния ($0,27 \text{ эВ}$) для известной концентрации доноров N_D , напряжение плоских зон должно быть близко к нулю, так что положительные смещения V

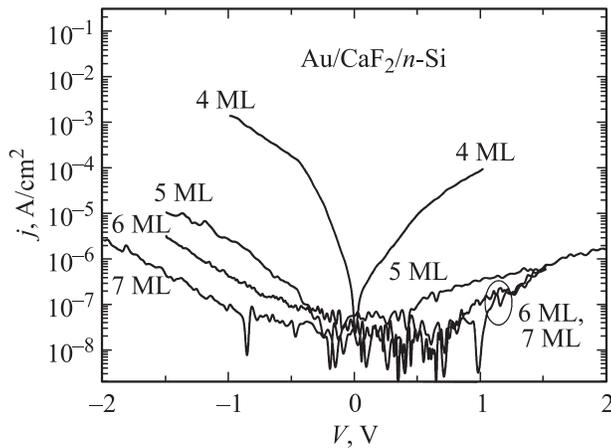


Рис. 2. Измеренные вольт-амперные характеристики туннельных МДП структур Au/CaF₂/n-Si(111). Напряжения $V > 0$ соответствуют режиму обогащения (+ на металле).

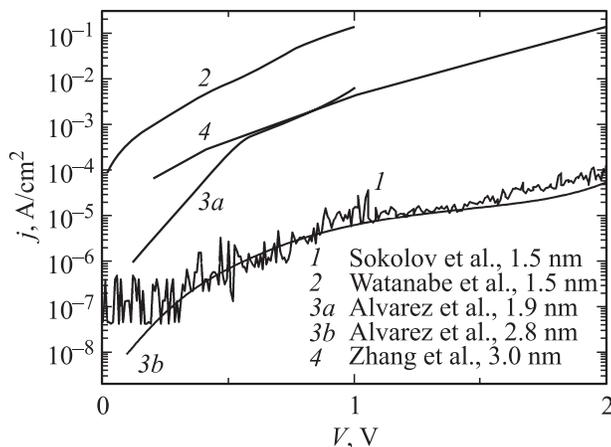


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики структур металл/CaF₂/Si, заимствованные из ранее опубликованных работ. Токи существенно больше, чем на рис. 2.

отвечают режиму обогащения МДП структуры, а отрицательные — обеднению или инверсии. Представленный диапазон напряжений ограничивался деградацией приборов. Все кривые имеют выраженный суперлинейный, близкий к экспоненциальному характер, с некоторой тенденцией к замедлению роста при увеличении $|V|$. Разница толщины в 1 ML четко прослеживается, особенно при $V < 0$. Расстояние по рисунку между соседними кривыми уменьшается при утолщении пленок. Токи на прямой (положительной) ветви всегда несколько меньше токов на отрицательной ветви.

Для сравнения на рис. 3 показаны ранее опубликованные данные для структур этого же типа, полученные как нами [5,10], так и другими авторами [11,12]. Видно, что при сопоставимых значениях d величины токов, измеренные в настоящей работе, существенно меньше, что свидетельствует об общем повышении качества пленок фторида кальция.

В работе [11] было продемонстрировано, что преднамеренное проведение окисления образцов CaF₂/Si перед нанесением контактов позволяет добиться значительного снижения утечек, так как места треугольных микропроколов оказываются заполненными диоксидом кремния. Как было установлено нами, при длительном (от нескольких дней до нескольких недель) хранении образцов аналогичный процесс их доокисления происходит и спонтанно, причем даже в том случае, когда электроды уже были напылены. Поэтому важно подчеркнуть, что измерения, результаты которых представлены на рис. 2, проводились через короткое время (часы) после изготовления приборов. После хранения в течение полутора недель токи в этих же приборах уменьшились примерно в 2 раза для больших и в 3–4 раза для меньших номинальных толщин d_n пленки фторида.

4. Обсуждение результатов

Проанализируем, какая компонента туннельного тока — между зоной проводимости и металлом j_{cm} или же между валентной зоной и металлом j_{vm} дает доминирующий вклад в полный ток в различных ситуациях. Начнем с рассмотрения режима прямого смещения $V > 0$. Его анализ в целом более прост [13], так как квазиуровни Ферми в подложке для электронов и дырок совпадают.

При расчете величин токов в МДП структурах Au/CaF₂/Si(111), в которых диэлектрик является кристаллическим, вообще говоря, необходимо учитывать сохранение поперечного волнового вектора k_{\perp} туннелирующих частиц. Такой расчет был выполнен нами в работе [5] и, для нескольких других структур с CaF₂, авторами [14]. Однако есть и практический пример нарушения такого сохранения импульса — система металл/SiO₂/Si(111) [15]. Токи через фторид без условия $k_{\perp} = \text{const}$ для туннелирования мы оценили в [16]; они, естественно, отличаются от токов, полученных в рамках модели сохранения, поскольку минимум зоны проводимости отстоит от центра зоны Бриллюэна на значительное расстояние в k -пространстве.

Не повторяя кривых из [5,16], мы тем не менее приведем краткую сводку расчетных данных, полезную при интерпретации экспериментальных результатов. Если отказаться от сохранения k_{\perp} , то, например, при $V \approx +2$ В и $d = 2$ нм ток j должен составлять $\sim 3 \cdot 10^{-2}$ А/см², характерная крутизна $10^{2.5-3}$ (А/см²)/В, а изменение с толщиной фторида 10^5 (А/см²)/нм. При учете же условия сохранения ток будет $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ А/см², крутизна тока 1.5 порядка на В (вместо 2.5–3), а изменение тока с толщиной — 7 порядков на нм. На рис. 4 построены зависимости $j(d)$ для напряжения +2 В и нанесены измеренные значения тока. Из рис. 2 и 4 очевидно, что модель туннелирования с $k_{\perp} = \text{const}$ обеспечивает лучшее согласие с экспериментом и в части крутизны вольт-амперных

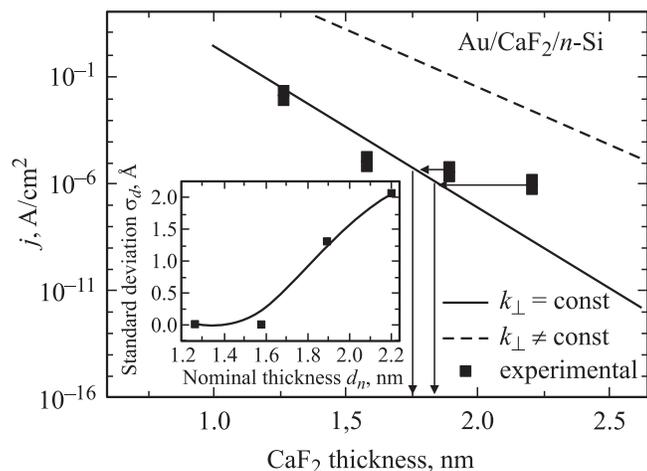


Рис. 4. Токи, протекающие при $V = +2\text{В}$ (+ на металле) при различных толщинах пленки фторида, рассчитанные с помощью моделей с сохранением и без сохранения поперечного импульса туннелирующих частиц. Точками помечены экспериментальные данные. На вставке — оцененное среднеквадратичное отклонение в исследуемых образцах.

кривых — в эксперименте наклон несколько меньше $10^{1.5} (\text{А}/\text{см}^2)/\text{В}$, — и в части величин токов. Следует указать, что, согласно расчетам с сохранением \mathbf{k}_\perp , основной вклад в полный ток дает компонента j_{vm} , связанная с туннелированием между валентной зоной (а не зоной проводимости) и Au, кроме области напряжений около нуля.

При увеличении толщины d соответствие ухудшается. Такое поведение объяснимо, если учесть возможное наличие флуктуаций толщины пленки вдоль площади, причем естественно предположить, что девиация σ_d с ростом числа монослоев CaF_2 возрастает. Как известно из опыта работы с традиционным диэлектриком SiO_2 [17], теоретические модели в таких случаях дают хорошие результаты, если вместо номинальной толщины пленки использовать эффективную, определяемую по формуле $d_{\text{eff}} = d_n - \xi \cdot \sigma_d^2$, где $\xi = \hbar^{-1}(2m_e\chi)^{1/2}$, а χ — средняя высота барьера для туннелирующих носителей. При $V > 0$ для режимов прямого туннелирования из валентной зоны кремния через слой фторида надо подставить χ в пределах $0.5 - 1.0 \cdot (\chi_e + E_{g,\text{Si}})$ — это дает $\xi \approx 0.8 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}$, т.е. $d_{\text{eff}} \approx d_n - 0.8 \cdot \sigma_d^2$, где все величины выражены в ангстремах. Руководствуясь такой формулой, можно оценить среднеквадратичное отклонение толщины в изучаемых образцах, если — применительно к расчетным линиям — воспринимать ось абсцисс как ось эффективных толщин d_{eff} . Этим способом мы получили зависимость $\sigma_d(d_n)$, представленную на вставке к рис. 4. Отметим, что значения σ_d на рис. 4 близки к тем, которые находятся из записей рельефа поверхности фторида с помощью микроскопа атомных сил. В целом степень однородности толщины выращенных пленок CaF_2 следует признать достаточно высокой. Не говоря уже о более ранних публикациях,

она лучше, чем в нашей работе [5], где более или менее удовлетворительное соответствие токов достигалось лишь искусственным приемом — резким снижением массы носителей m_e с толщиной пленки фторида.

Обратимся теперь к режимам обратного смещения $V < 0$. Как известно, в таких режимах в слабо легированной МДП структуре с достаточно малой d_{eff} из-за наличия туннельной утечки может не хватать неосновных носителей (дырок) для стационарного поддержания высокого напряжения на диэлектрике U . Вследствие этого, ток может расти с напряжением $|V|$ очень медленно. Указанная ситуация имела место, например, в диодах $\text{Al}/\text{SiO}_2/\text{n-Si}$ [7,18] в диапазоне толщин окисла менее $2.5 - 3 \text{ нм}$. Однако в исследуемых образцах $\text{Au}/\text{CaF}_2/\text{n-Si}(111)$ наблюдается резкое увеличение тока, и он даже превосходит величины, достигаемые при прямом смещении (рис. 2). Это означает, что носителей из толщ кремния поставляется достаточно, несмотря на то, что наши образцы гораздо тоньше, чем упомянутые структуры с SiO_2 . Теоретически утечка дырок через CaF_2 и должна быть малой, а на практике это свидетельствует о хорошем качестве слоя.

Но полный ток через исследуемую структуру определяется наряду с утечкой j_{vm} еще и инжекционной электронной компонентой j_{cm} . В диодах с диоксидом кремния j_{cm} как раз и доминирует. Однако в случае кристаллического диэлектрика CaF_2 относительная роль электронной составляющей заранее не очевидна, так как не совсем ясно, насколько существенно при данной полярности сохранение вектора \mathbf{k}_\perp при туннелировании, а также, какое именно напряжение U устанавливается в конкретном случае. С целью выяснения вопроса о преобладающей компоненте тока мы проанализировали процесс деградации вольт-амперной характеристики при перегрузке образца, а также его реакцию на внешнее освещение (рис. 5). Было замечено, что при поврежде-

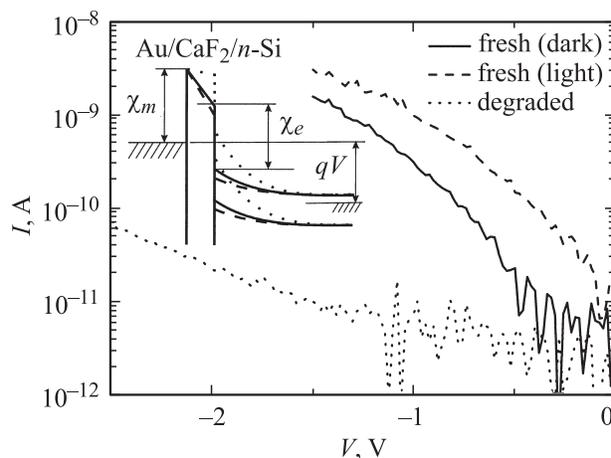


Рис. 5. Изменения обратной (– на металле) вольт-амперной характеристики структуры $\text{Au}/\text{CaF}_2/\text{n-Si}$ при освещении и в процессе деградации диэлектрика. $d_n = 18.9 \text{ \AA}$ (6 ML). На вставке — трансформация зонной диаграммы при освещении и при сильном повреждении прибора.

нии слоя CaF₂ имеет место радикальное, в 10–100 раз, снижение тока при напряжениях $V < 0$, в то время как при $V > 0$ изменения оказываются незначительными. Если бы основная роль в неповрежденной структуре принадлежала j_{vm} , то должен был бы наблюдаться рост тока при деградации за счет встраивания паразитных каналов переноса заряда. Наблюдающийся же спад j говорит, по нашему мнению, о преобладании составляющей j_{cm} , которая снижается из-за уменьшения U (см. вставку к рис. 5). Просто тока из объема Si (который ограничен некоторым пределом j_{sat}) оказывается недостаточно для поддержания высокого напряжения на изоляторе после повреждения. При $U < (\chi_m - \chi_e)/q = 0.25$ В протекание тока j_{cm} вообще блокируется. При освещении неповрежденной структуры светом с энергией фотона выше $E_{g,Si}$ имело место небольшое увеличение протекающего тока (рис. 5). Такая реакция на свет очень типична для туннельных МДП структур в режимах, в которых изгиб зон в кремнии невелик [18]. За счет фотогенерации зона-зона в Si поставка дырок к интерфейсу CaF₂/Si увеличивается, при этом растут напряжение на слое фторида U и ток инжекции j_{cm} . Но так как „резерв“ увеличения U мал, все изменения незначительны. Это наблюдение подтверждает предположение о малости тока утечки через CaF₂ и, следовательно, о поддержании высокого напряжения на изоляторе при обратном смещении исследуемых образцов.

Превышение тока j_{cm} над j_{vm} при $V < 0$ (в отличие от режимов с $V > 0$) не противоречит теоретическим моделям, так как протеканию j_{vm} в таких режимах мешает большая мощность барьера для дырок, нарастающая с увеличением U . Не следует забывать, что туннелирование всегда осуществляется через верхний барьер, формируемый запрещенной зоной CaF₂. Но требуют пояснения большие значения токов j , превышающие достигаемые при тех же по модулю прямых смещениях. По нашему предположению, указанное поведение связано с тем, что туннелирование зона проводимости–металл при $V < 0$ и $V > 0$ локализовано в разных энергетических диапазонах по отношению к краю зоны проводимости Si у интерфейса Si/CaF₂. Если при прямом смещении оно всегда происходит вблизи края, то при обратном — с отступом вверх до 1 эВ и более, в зависимости от V . В последнем случае, вероятно, выполнение требования сохранения поперечного волнового вектора \mathbf{k}_\perp облегчается, а фононное рассеяние „горячих“ электронов около интерфейса способствует релаксации их импульса, что отчасти снимает само требование, как это на практике имеет место в структурах с SiO₂/Si(111).

5. Заключение

В работе с применением метода молекулярно-лучевой эпитаксии были изготовлены структуры Au/CaF₂/n-Si(111) со средней толщиной пленки фторида менее 2.5 нм, в которых зарегистрированы рекордно ма-

лые для соответствующих толщин токи в диапазоне $-2 - + 2$ В. При прямом смещении эти токи приближаются к тем, которые рассчитаны в рамках модели, учитывающей сохранение поперечного импульса туннелирующих частиц. Оцененное из электрических измерений среднеквадратичное отклонение толщины диэлектрика не превосходит 0.3 нм, что свидетельствует о хорошей однородности. Как при прямом, так и при обратном смещении измеренные вольт-амперные кривые имеют приблизительно экспоненциальный вид, что применительно к режимам обратного смещения связано с малостью тока утечки неосновных носителей из инверсионного слоя. При положительном напряжении основной вклад в ток дает компонента, связанная с туннелированием между зоной проводимости кремния и металлом. Электронная же компонента доминирует при обратном смещении.

В целом полученные образцы демонстрировали хорошие воспроизводимые характеристики, позволяющие говорить о приборном качестве слоев CaF₂.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 05-02-17827 и 07-02-00900-а) и Фондом им. А. фон Гумбольдта.

Список литературы

- [1] *Crystals with the fluorite structure: electronic, vibrational, and defect properties*, ed. by W. Hayes (Clarendon Press, Oxford, 1974).
- [2] N.S. Sokolov, N.L. Yakovlev, J. Almeida. *Sol. St. Commun.*, **76** (7), 883 (1990).
- [3] M. Watanabe, Y. Iketani, M. Asada. *Jap. J. Appl. Phys.*, **39** (10A), pt 2, L964 (2000).
- [4] A.Yu. Khilko, S.V. Gastev, R.N. Kyutt, M.V. Zamoryanskaya, N.S. Sokolov. *Appl. Surf. Sci.*, **123–124**, 595 (1998).
- [5] N.S. Sokolov, I.V. Grekhov, S. Ikeda, A.K. Kaveev, A.V. Krupin, K. Saiki, K. Tsutsui, S.E. Tyaginov, M.I. Vexler. *Microelectron. Eng.*, **84** (9–10) (Proc. INFOS'07, Glyfada, Greece), 2247 (2007).
- [6] D. Guo, T. Miyadera, S. Ikeda, T. Shimada, K. Saiki. *J. Appl. Phys.*, **102**, 023 706 (2007).
- [7] A. Schenk, G. Heiser. *J. Appl. Phys.*, **81** (12), 7900 (1997).
- [8] Ph. Avoris, R. Wolkow. *Appl. Phys. Lett.*, **55** (11), 1074 (1989).
- [9] A. Ishizaka, Y. Shiraki. *J. Electrochem. Soc.*, **133** (4), 666 (1986).
- [10] X.K. Альварес, М.И. Векслер, И.В. Грехов, Н.С. Соколов, А.Ф. Шулекин. *ФТП*, **30** (7), 1328 (1996).
- [11] S. Watanabe, M. Maeda, T. Sugisaki, K. Tsutsui. *Jap. J. Appl. Phys.*, **44** (4B), 2637 (2005).
- [12] B. Zhang, K. Furuya, Y. Ikeda, N. Kikegawa. *Jap. J. Appl. Phys.*, **38** (8), pt 1, 4887 (1999).
- [13] M.I. Vexler. *Sol. St. Electron.*, **47** (8), 1283 (2003).
- [14] C. Strahberger, P. Vogl. *Phys. Rev. B*, **62** (11), 7289 (2000).
- [15] A. Schenk. *Advanced physical models for Silicon device simulations* (Springer, Wien–N.Y., 1998) Ch. 5, p. 288.
- [16] N.S. Sokolov, A.K. Kaveev, A.V. Krupin, S.E. Tyaginov, M.I. Vexler, S. Ikeda, K. Tsutsui, K. Saiki. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 142 909 (2007).
- [17] S.E. Tyaginov, M.I. Vexler, A.F. Shulekin, I.V. Grekhov. *Sol. St. Electron.*, **49** (7), 1192 (2005).

- [18] S.K. Lai, P.V. Dressendorfer, T.P. Ma, R.C. Barker. Appl. Phys. Lett., **38** (1), 41 (1981).

Редактор Л.В. Беляков

Static current-voltage characteristics of Au/CaF₂/*n*-Si(111) MIS tunnel structures

S.M. Sutturin, A.G. Banshchikov, N.S. Sokolov, S.E. Tyaginov, M.I. Vexler

Ioffe Physical-Technical Institute
of Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract By the method of molecular beam epitaxy, Au/CaF₂/*n*-Si(111) structures have been fabricated which demonstrate lower currents for the same fluoride film thickness (1.5–2 nm) than all similar previously studied ones. At the positive bias on the metal, the current has been shown to coincide with that simulated within a model requiring the conservation of a transversal component of the carrier wave vector during tunnel transport. Relative contributions of electron and hole components at forward and reverse bias have been analyzed. Effect of a non-uniformity of insulator thickness distribution over the device area on the measured current values, has been estimated. Fabricated thin CaF₂ films are potentially applicable as barrier layers in diverse devices of functional electronics.