

УДК 621.315.592+621.382.323

© 1991

ПРОЦЕССЫ ТОКОПРОХОЖДЕНИЯ СКВОЗЬ ТУННЕЛЬНО-ПРОЗРАЧНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК ПТДП-СТРУКТУРЫ

*С. К. Бойцов, А. Я. Вуль, А. Т. Дидейкин,
Ю. С. Зинчик, В. Ю. Осипов, Т. Л. Макарова*

Исследованы механизмы токопереноса в структурах высоколегированный (10^{19} см $^{-3}$) p^+ -поликремний—туннельно-прозрачный слой SiO_2 — p -кремний. Толщина выращенного по низкотемпературной технологии бездефектного туннельно-тонкого окисла варьировалась от 20 до 52 Å. При $T=77$ К прямые вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур в области ограничения тока туннельной проводимостью диэлектрика имеют резко выраженный пороговый характер, что связано с переходом приповерхностной области полупроводника в состояние обогащения. При этом основные носители (дырки) туннелируют из аккумуляционного дырочного слоя через окисел в p^+ -поликремний. Наблюдаемое сильное уменьшение наклона ВАХ с ростом толщины окисла главным образом связано с уменьшением вероятности туннелирования.

Исследованию токопереноса в структурах металл—туннельно-прозрачный диэлектрик—полупроводник (МТДП) и полупроводник—туннельно-прозрачный диэлектрик—полупроводник (ПТДП) уделялось достаточно большое внимание в литературе [1–9]. Наибольшее число исследований было проведено на структурах металл—туннельно-тонкий SiO_2 —кремний, что обусловлено высокими диэлектрическими свойствами SiO_2 по сравнению с другими окислами, совершенством границы раздела Si — SiO_2 , технологичностью системы SiO_2 на кремнии и возможностью изучения физических аспектов одночастичного туннелирования в слоях ультратонкого SiO_2 . Особое внимание уделялось влиянию различных методов получения SiO_2 и параметров технологического процесса на туннельные характеристики системы [9, 10].

Среди различных механизмов туннелирования¹ в SiO_2 наибольший интерес представляет изучение процесса прямого туннелирования носителей из разрешенных зон полупроводника в металл, имеющего место при толщинах SiO_2 от 5 до 45 Å [12] и проявляющегося непосредственно на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) прямого смещения в области больших приложенных смещений. Отметим, что при этом в отличие, например, от процесса туннелирования Фаулера—Нордгейма [12–14] носители проходят через всю толщину диэлектрика исключительно туннельным образом.

Существование поверхностного обедняющего начального изгиба зон φ_0 на поверхности полупроводника приводит в идеальном случае к появлению на (ВАХ) таких структур в режиме прямого смещения двух характерных областей [3, 4, 15].

¹ При толщине двуокиси кремния в интервале 70—100 Å—2000 Å и напряжениях прямого смещения в области 5—10 В—150 В, как правило, имеет место механизм туннелирования Фаулера—Нордгейма через эффективный треугольный потенциальный барьер. При этом носители туннелируют из разрешенной зоны полупроводника в разрешенную зону диэлектрика. В ряде случаев может иметь место механизм туннельной проводимости типа электрополевой ионизации по примесям в окисле [11].

1) Области ограничения тока через структуру полупроводником в области приложенных смещений $U < \varphi_s^0$. При этом ток через структуру определяется процессами надбарьерной эмиссии² основных носителей из полупроводника в металл с энергией активации проводимости $E_a \approx \approx e(\varphi_s^0 - U)$ и экспоненциальной зависимостью тока от приложенного напряжения

$$I \sim T^2 \exp\left[-\frac{e\varphi_s^0}{kT}\right] \left[\exp\left[\frac{eU}{\beta kT}\right] - 1\right]. \quad (1)$$

Здесь β — коэффициент неидеальности ВАХ, U — приложенное смещение, k — постоянная Больцмана, T — температура, e — заряд электрона

2) Области ограничения тока туннельной проводимостью диэлектрика в режиме $U \geq \varphi_s^0$, т. е. в области больших приложенных смещений. При этом полупроводниковый барьер полностью разогнут и на диэлектрике падает напряжение $U - \varphi_s^0$.

Как справедливо отмечалось в работе [15], прямые ВАХ в этой области объяснялись в литературе примерно одинаково (т. е. доминирующим прямым туннелированием основных носителей из полупроводника в металл) и большое внимание при интерпретации прямых ВАХ уделялось правильному учету влияния на ВАХ наличия обедненной области на поверхности полупроводника.

Тем не менее, несмотря на реализацию режима токопрохождения, ограниченного туннельной проводимостью диэлектрика, в литературе [1-9, 15] не содержится сведений об исследованиях количественного аспекта туннелирования в таких системах в условиях, когда приповерхностная область обогащения полупроводника находится в состоянии вырождения (при условии туннелирования через прямоугольный потенциальный барьер). Возможно, это связано с тем обстоятельством, что в реализованных структурах область перехода от режима ограничения тока полупроводником к режиму ограничения тока туннельной проводимостью диэлектрика, как правило, значительно не совпадала [3-6] с областью перехода поверхности полупроводника в состояние аккумуляции вследствие большой плотности поверхностных состояний на границе раздела Si-SiO₂. Частично это может быть обусловлено высокой дефектностью исследуемых туннельно-тонких слоев SiO₂ («островковый» характер слоя, паразитные токи утечки и т. д.).

В данной работе проведены комплексные исследования структур высоколегированный ($2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) p^+ -поликремний—туннельно-прозрачный SiO₂— p -кремний (15 Ом·см). Для получения бездефектных высококачественных туннельно-тонких слоев вместо металлического электрода использовался слой высоколегированного поликремния [17], выращенный на поверхности SiO₂ методом разложения моносилана с последующим легированием бором из газовой фазы, а сам окисел выращивался, как и в [18-22], по низкотемпературной технологии путем окисления поверхности (100) p -кремния с ожидаемой амплитудой шероховатостей, не превосходящей 10 Å, в атмосфере сухого O₂ с точкой росы —65 °С при температуре 700 °С и давлении 760 Торр в реакторе. Толщины слоев SiO₂ в изготовленных структурах, контролируемые эллипсометрическим методом, варьировались от 20 до 52 Å.

Наблюдаемое экспоненциальное возрастание тока через структуры с ростом прямого смещения на начальном участке (рис. 1, а) обусловлено в соответствии с (1) «разгибанием» начального изгиба зон в p -кремнии при механизме надбарьерной термоактивационной эмиссии. В такой ситуации падение напряжения на диэлектрике весьма мало и ток через

² В определенной ситуации могут превалировать процессы многоступенчатого туннелирования основных носителей (дырок) через полупроводниковый барьер с последующей рекомбинацией на границе раздела Si-SiO₂ с туннельно прошедшими из металла сквозь слой SiO₂ электронами [16]. (Туннельно-рекомбинационные токи).

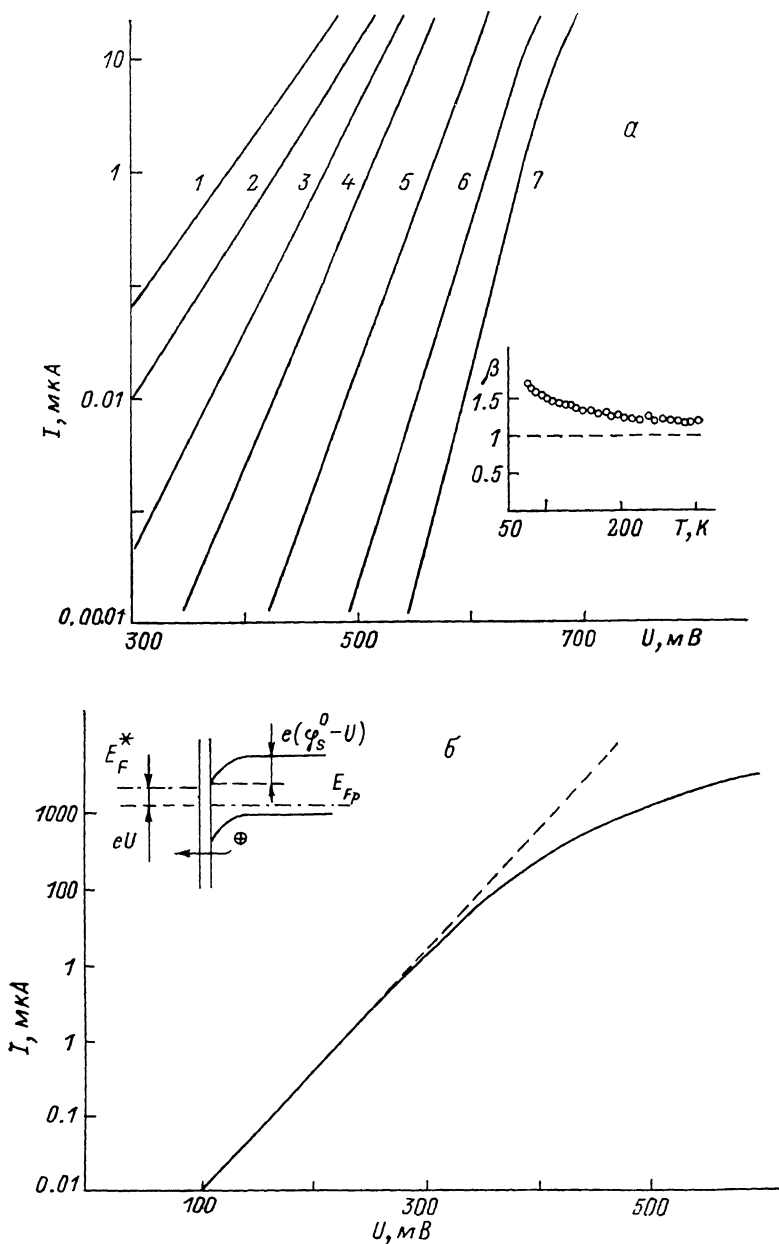


Рис. 1. ВАХ p^* -Si—SiO₂— p -Si структуры в режиме $U < \varphi_s^0$ при различных температурах ($d=26.5 \text{ \AA}$, образец 54-4В) (а) и ВАХ структуры с толщиной промежуточного слоя окисла $d=20.5 \text{ \AA}$ в режиме $U < \varphi_s^0$ при комнатной температуре (образец 54-25), $S=0.29 \text{ см}^{-2}$ (б).

а: $T=293$ (1), 239 (2), 208 (3), 177 (4), 138 (5), 102 (6), 77 К (7). Площадь токопроводящей области $S=0.29 \text{ см}^{-2}$, ϕ 6.1 мм. На вставке — зависимость параметра неидеальности β от температуры; б: на вставке — схематическая энергетическая диаграмма структуры при прямом смещении. E_{Fp} — квазиуровень Ферми для дырок в области p -полупроводника, E_F^* — уровень Ферми в области высоколегированного p^+ -полукремния с металлическим характером проводимости, $e(\varphi_s^0 - U)$ — результирующая величина изгиба зон в p -кремнии при прямом смещении, U — приложенное смещение. (В интервале токов от 0.01 до 1 мкА величина параметра неидеальности $\beta=1.06-1.07$).

структуру ограничивается полупроводником. Существование исходного обедняющего изгиба зон в исследуемых структурах обусловлено за счет фиксированного, встроенного на расстоянии до 20 \AA от границы раздела $\text{Si}-\text{SiO}_2$, заряда, величина которого сильно зависит от технологических условий выращивания структур.

Исследование температурных зависимостей тока через структуру в диапазоне температур $77-300 \text{ K}$ при различных напряжениях прямого смещения в режиме $U < \varphi_s^0$ показало, что величина поверхностного начального изгиба зон $e\varphi_s^0$ в p -кремнии, определенная по экстраполяции зависимости энергии активации проводимости E_a от приложенного смещения U , составляла $650-690 \text{ мэВ}$ в области азотных температур и слабо зависела от толщины окисла.

На рис. 1, б представлен активационный участок ВАХ структуры при $d=20.5 \text{ \AA}$, $T=293 \text{ K}$ в режиме $U < \varphi_s^0$. Видно, что отклонение от экспоненциальной зависимости с параметром $\beta=1.06$ происходит вследствие того, что при протекании фиксированного тока I через структуру на диэлектрике падает напряжение ΔU , не превосходящее, однако, величины $5-6 kT/e$. Таким образом, при повышенных температурах в режиме $U < \varphi_s^0$ собственно туннельная ВАХ системы (зависимость ΔU от I) в значительной степени определяется экспоненциальным хвостом невырожденной статистики для дырок в области полупроводника.

В режиме прямого смещения при $U > \varphi_s^0$, т. е. области ограничения тока через структуру туннельной проводимостью диэлектрика, ВАХ исследуемых структур на начальном участке описывались законом

$$I \approx B(U - \varphi_s^0)^2. \quad (2)$$

На рис. 2, б представлены ВАХ $p^+-\text{Si}^*-\text{SiO}_2-p\text{-Si}$ структур в координатах $(I)^{1/2}$ от U при различных толщинах слоя окисла ($T=77 \text{ K}$). Видно, что экстраполяция данных кривых к нулевому току дает значение величины φ_s^0 , удовлетворительно согласующееся с величиной φ_s^0 , определенной из температурных измерений в режиме $U < \varphi_s^0$, и практически не зависящее от толщины окисла. Наблюдаемая сильная зависимость наклона ВАХ на этом участке (в координатах $(I)^{1/2}$ от U) от толщины окисла преимущественно обусловлена уменьшением вероятности прямого туннелирования носителей с увеличением толщины окисла в случае туннелирования из аккумуляционного дырочного слоя на поверхности полупроводника, возникающего когда падение напряжения на диэлектрике $U-\varphi_s^0$ много больше kT/e .³ На рис. 2, а представлены ВАХ структуры с толщиной промежуточного слоя SiO_2 $d=26.5 \text{ \AA}$ при различных температурах. Видно, что наклон ВАХ на этом участке (в координатах $(I)^{1/2}$ от U) практически не зависит от температуры, что является дополнительным аргументом в пользу наблюдения чисто туннельного механизма проводимости, а имеющий место небольшой параллельный сдвиг кривых в сторону меньших напряжений обусловлен температурной зависимостью предэкспоненты активационного участка ВАХ, т. е. зависимостью I от T при $U=\varphi_s^0$, и небольшим уменьшением величины поверхностного начального изгиба зон с ростом температуры.

Наблюдаемая квадратичная зависимость тока через структуру от суммарного напряжения $U-\varphi_s^0$ связана непосредственно с квадратичной зависимостью тока от приращения энергетического зазора между квазиуровнем Ферми для дырок в области аккумуляции и уровнем Ферми высоколегированного p^+ -полукремния выше точки порога формирования дырочного аккумуляционного слоя.

На рис. 3 показана зависимость емкости структуры от величины прямого смещения при $T=77 \text{ K}$. Резкое возрастание емкости в окрестности

³ Строго говоря, величина падения напряжения $U-\varphi_s^0$ распределяется между диэлектриком и слоем аккумуляции. Величина падения напряжения на слое аккумуляции, однако, не превышает $250-300 \text{ мВ}$.

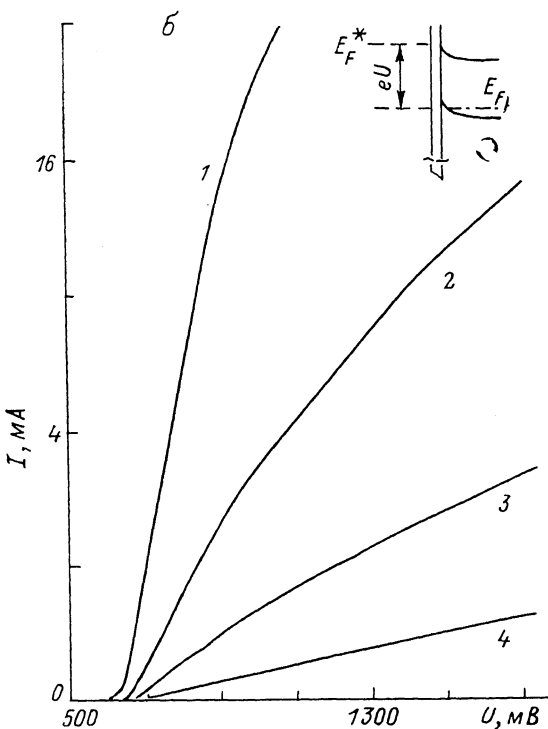
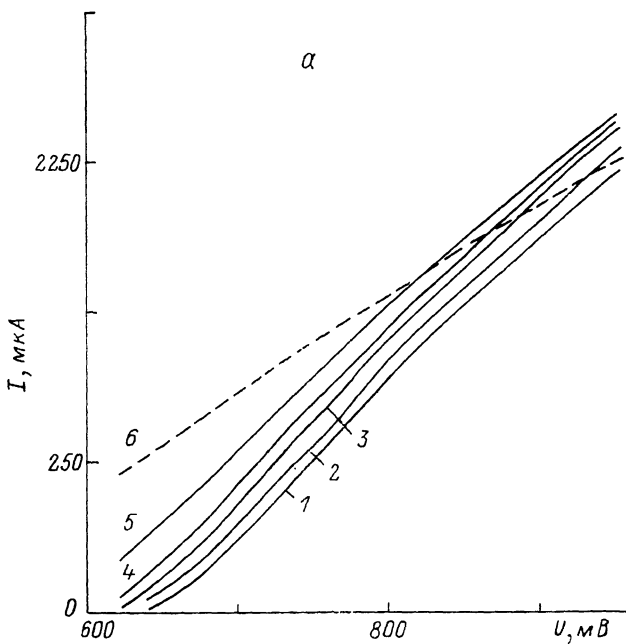


Рис. 2. ВАХ структуры с толщиной окисла $d=26.5 \text{ \AA}$ в режиме $U > \varphi_s^0$ при различных температурах (образец 54-4В) (а) и ВАХ $p^+-Si^*-SiO_2-p-Si$ структур при 77 К в режиме $U > \varphi_s^0$ при различных толщинах промежуточного туннельно-прозрачного слоя окисла (б).

а: $T=82$ (1), 92 (2), 104 (3), 117 (4), 146 (5), 243 К (6). $S=0.29 \text{ см}^{-2}$; б: 1 — 20.5 (обр. 54-2Б), 2 — 26.5 (обр. 54-4Б), 3 — 29.5 (обр. 54-8 В), 4 — 33.5 \AA (обр. 54-10В). Выращивание окисла осуществлялось в атмосфере сухого O_2 в течение первых 5 мин с 0.5 % добавкой трихлорэтилена (ТХЭ) и далее без него в течение соответственно 1, 5, 30 и 60 мин. $S=0.29 \text{ см}^{-2}$. На вставке — схематическая энергетическая диаграмма структуры при прямом смещении, когда уже сформирован обогащенный слой на поверхности полупроводника. При толщинах $d=47$ и 52 \AA , соответствующих временам окисления 180 и 240 мин, туннельные характеристики, обусловленные прямым туннелированием, были уже слабо выражены.

$U \approx \varphi_0^0$ связано с тем, что при повышении прямого смещения в области $U > \varphi_0^0$ граница раздела Si—SiO₂ переходит в состояние сильного обогащения основными носителями. В этом случае емкость структуры определяется последовательно соединенными эквивалентными емкостями окисла и собственно аккумуляционного слоя. При этом разница между толщинами слоев SiO₂, определенная по емкостным измерениям, составляла 10 Å для структур с эллипсометрическими значениями толщин окисла в 20.5 и 26.5 Å (в предположении, что эффективные емкости аккумуляционных слоев для этих структур при фиксированном напряжении не сильно отличаются друг от друга). Из сравнения вольт-фарадных и туннельных ВАХ при $T=77$ К видно, что если начало квадратичного туннельного участка ВАХ соответствует еще невырожденному состоянию приповерхностной области полупроводника, то при больших приложен-

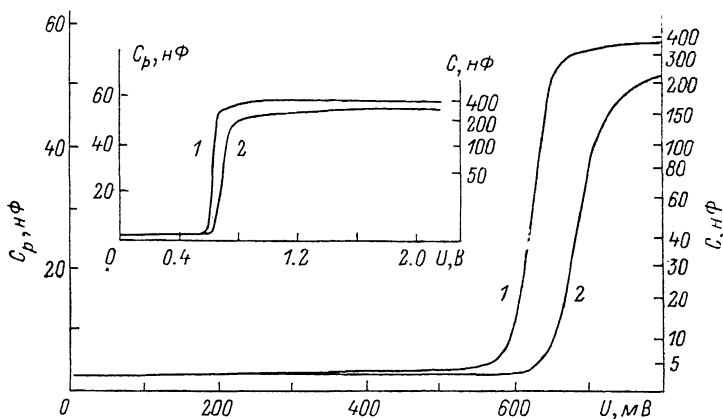


Рис. 3. Зависимость емкости структуры от напряжения прямого смещения (показана экспериментально измеряемая результирующая емкость C_p , последовательно соединенных емкости структуры C и эталонной емкости $C_{эТ}$, включаемой в целях уменьшения тангенса угла потерь измерительной цепи вследствие протекания большой активной составляющей тока).

$C_{эТ}=68.2$ нФ, $f=10\ 000$ Гц, 1 — $T=77$ К, $d=20.5$ Å (обр. 54-2-1); 2 — $T=77$ К, $d=26.5$ Å (обр. 54-4-4); $S=0.29$ см². Шкала слева — для C_p , шкала справа — для собственно емкости p⁺-Si*—SiO₂—p-Si — структуры. На вставке — вольтфарадные характеристики в более широком диапазоне прямых смещений.

ных смещениях, когда наблюдается отклонение от квадратичного хода ВАХ, поверхность находится уже в состоянии достаточно заметного вырождения.

Отметим, что реализованное туннельное прохождение дырок из валентной зоны кремния в высоколегированный p⁺-поликремний происходит при небольшой деформации исходного прямоугольного (точнее, трапециевидального) потенциального барьера, образованного запрещенной зоной SiO₂ с $E_g=8$ эВ,⁴ поскольку в таком случае падение напряжения на диэлектрике не превышает 300—900 мВ. При этом максимальная величина напряженности электрического поля, при которой ВАХ имеет еще приблизительно квадратичный вид, составляет $(1-2) \cdot 10^6$ В/см. Это значительно меньше пробивных величин напряженности электрического поля $\sim (2.5-3) \cdot 10^7$ В/см, при которых происходит пробой туннельно-тонкого окисла⁵ вследствие разрушения связей Si—O [11].

Известные в литературе аналитические модели для расчета прямых ВАХ системы [7], как правило, построены в приближении невырожденной статистики и использовались главным образом для описания формы

⁴ При этом высота барьера для дырок составляет ~ 4 эВ.

⁵ Величина напряженности электрического поля, при которой происходит пробой толстого (≥ 1000 Å) окисла, составляет $8 \cdot 10^6$ В/см, а разогрев носителей в разрешенных зонах окисла начинается с области полей $(2-3) \cdot 10^6$ В/см [23, 24].

ВАХ при 300 К. Ясно, что существование вырожденного (хотя и не сильно) дырочного газа на поверхности полупроводника в экспериментально реализованной ситуации требует учета квантовых эффектов (в общем случае в многоподзонном рассмотрении) при расчете ВАХ системы в области ограничения тока туннельной проводимостью диэлектрика (при этом расчет туннельной прозрачности барьера должен производиться для локализованных вблизи границы раздела Si—SiO₂ волновых функций для дырок). Отметим, что протекающие через структуру туннельные токи, однако, слишком малы, чтобы вызвать заметное отклонение от термодинамически равновесной ситуации для дырочного аккумуляционного слоя на поверхности полупроводника; более того, уширение уровней размерного квантования для дырочного газа за счет туннелирования из квантовой ямы оказывается несущественным в такой нестационарной (квазистационарной) квантовомеханической ситуации даже при гелиевых температурах.

Полный расчет формы ВАХ в широком диапазоне температур с учетом вышеперечисленных эффектов требует совместного решения уравнений непрерывности для дырочного тока, Пуассона для зарядов в области обогащения и квазистационарного уравнения Шредингера для дырок, туннелирующих из квантовой ямы через диэлектрик в *p*⁺-полукремний, а также правильного согласования квазиуровня Ферми для дырок в области аккумуляционного слоя с ходом квазиуровня Ферми в квазинейтральном объеме *p*-полупроводника (при гелиевых температурах, например, по аналогии с [25]) для заданного протекающего через структуру «малого» тока. Решение такой сложной задачи еще требует дальнейшего анализа и возможно лишь численными методами при реализации на ЭВМ.

Авторы благодарят Ю. В. Шмарцева за внимание к работе и С. В. Козырева за ряд полезных обсуждений.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Waxman A., Sheewchun J., Warfield G. // J. Solide State Electron. 1967. V. 10. Pt 1. P. 1165—1186; Pt 2. P. 1187—1198.
- [2] Card H. C., Phoderick E. H. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1971. V. 4. Pt 1. P. 1589—1601; Pt 2. P. 1602—1611.
- [3] Green M. A., King F. D., Shewchun J. // J. Solide State Electron. 1974. V. 17. Pt 1. P. 551—561.
- [4] Shewchun J., Green M. A., King F. D. // J. Solide State Electron. 1974. V. 17. Pt 2. P. 563—572.
- [5] Shewchun J., Green M. A. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 12. P. 5179—5184.
- [6] Green M. A., Shewchun J. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 12. P. 5185—5190.
- [7] Tarr N. G., Pulfrey D. L., Camporese D. S. // IEEE Trans. Electron Devices. 1983. V. ed. 30. N 12. P. 1760—1770.
- [8] Chattopadhyay P., Daw A. N. // J. Solide State Electron. 1986. V. 29. N 5. P. 555—560.
- [9] Atanassova E. D., Pushkarov D. I. // J. Solide State Electron. 1982. V. 25. N 8. P. 781—789.
- [10] Weinberg Z. A., Harstein A. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 5. P. 2517—2521.
- [11] Зи С. Физика полупроводниковых приборов: Пер. с англ. Под ред. Р. А. Суриса. М.: Мир, 1984. Т. 1.
- [12] Krieger G., Swanson R. M. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 9. P. 5710—5717.
- [13] Maserjian J., Zamani N. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 1. P. 559—567.
- [14] Weinberg Z. A. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 7. P. 5052—5056.
- [15] Малахов Б. А., Покалакин В. И., Степанов Г. В. // Микроэлектроника. 1980. Т. 9. В. 2. С. 131—140.
- [16] Nielsen O. M. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 10. P. 5880—5886.
- [17] Глудкин О. П. Электрические методы исследования дефектности тонких диэлектрических слоев. Обзоры по электронной технике. Серия 2. Полупроводниковые приборы. 1983. В. 2 (935).
- [18] Вуль А. Я., Зинчик Ю. С., Козырев С. В. и др. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. № 20. С. 1274.
- [19] Вуль А. Я., Дидейкин А. Т., Зинчик Ю. С. и др. // ФТП. 1983. Т. 17. № 8. С. 1471.
- [20] Вуль А. Я., Дидейкин А. Т., Зинчик Ю. С., Санин К. В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 3. С. 150.

- [21] Вуль А. Я., Дидейкин А. Т., Зинчик Ю. С. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 9. С. 520.
- [22] Вуль А. Я., Дидейкин А. Т., Зинчик Ю. С. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. № 8. С. 1444.
- [23] Воронцов В. В., Ефимов В. М., Сивица С. П. // Микроэлектроника. 1989. Т. 18. В. 3.
- [24] Brorson S. D., DiMaria D. J., Fischetti M. V. et al. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 3. P. 1302—1313.
- [25] Левин Е. И., Монахов А. М., Рогачев А. А. // ФТП. 1988. Т. 22. № 3. С. 450—454.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт «Электрон»
Ленинград

Поступило в Редакцию
17 декабря 1990 г.
