

## СКАНИРУЮЩАЯ ТУННЕЛЬНАЯ МИКРОСКОПИЯ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА Si – SiO<sub>2</sub> в МДП-СТРУКТУРЕ

М.С.Хайкин<sup>1)</sup>, А.М.Трояновский<sup>2)</sup>, В.С.Эдельман<sup>2)</sup>,  
В.М.Пудалов<sup>3)</sup>, С.Г.Семенчинский<sup>3)</sup>

С помощью сканирующего туннельного микроскопа впервые изучен рельеф границы раздела Si – SiO<sub>2</sub> в МДП-структуре высокого качества. Обнаружены крупномасштабные неровности с характерной высотой 10 ÷ 20 Å и протяженностью 300 ÷ 600 Å. Показано, что рассеяние электронов на них является доминирующим и должно учитываться в теории.

Знание рельефа границы раздела Si – SiO<sub>2</sub> в МДП-структурах необходимо для адекватного описания их свойств. Наиболее существенно неровность рельефа влияет на низкотемпературную подвижность электронов инверсионного слоя при поверхностной плотности последних  $n_s \gtrsim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ <sup>1, 2</sup>. Этот фактор влияет также на квантовый эффект Холла, локализацию электронов и т. п., хотя обсуждается лишь на качественном уровне<sup>3</sup>. Сведения о реальной неровности границы раздела весьма скудны и опираются, в основном, на результаты исследования образцов методом просвечивающей электронной микроскопии, однако этот метод плохо выявляет неровности с характерной длиной  $\gtrsim 100 \text{ Å}$ <sup>4, 5</sup>.

Прекрасным инструментом для исследования рельефа поверхности является туннельный микроскоп со сканированием по относительно большой площади 10 × 10 мкм<sup>2</sup> и обладающий при этом разрешением, близким к атомному<sup>6</sup>. В данной работе с его помощью изучена неровность  $\Delta(r)$  поверхности кремния Si – МДП-структур, на которых нами ранее был проведен целый комплекс исследований свойств инверсионного слоя<sup>3, 7</sup>.

**Образцы.** Изучались структуры МДП высокого качества<sup>8</sup>, изготовленные на поверхности (100) *p*-Si с концентрацией примеси бора  $\sim 7 \cdot 10^{14} \text{ ат/см}^3$ . Для того, чтобы открыть поверхность Si с МДП-структуры стравливалась пленка Al (затвор), а затем – в 48 % HF стравливался (10 мин) слой SiO<sub>2</sub> (2000 Å). Вследствие того, что чистый кремний в HF практически не растворяется, то можно ожидать, что вскрытая поверхность кристалла отвечает границе раздела Si – SiO<sub>2</sub>. Протравленные образцы устанавливались в СТМ<sup>6</sup> работавший в вакууме 0,1 торр при комнатной температуре.

**Результаты измерений на СТМ.** Пример топографии участка поверхности Si изображен в двух различных масштабах на рис. 1. Топограммы состояли из 64 строк по 128 точек в каждой строке. Как видно из рисунка короткопериодные неровности поверхности (рис. 1, б) имеют атомный масштаб по высоте  $\delta \sim$  единиц Å. Длиннопериодные вариации рельефа имеют характерные амплитуды  $\delta \sim 10 \div 30 \text{ Å}$  и протяженность  $\Lambda$  в сотни Å.

Количественно неровность поверхности характеризуется ее фурье-спектром (рис. 2). При его построении первоначально методом наименьших средних квадратов находилась средняя плоскость, служившая началом отсчета, а затем вычислялось одномерное фурье-разложение каждой *i*-той строки по пространственным гармоникам вплоть до волновых векторов  $k = 2\pi \cdot 64/L$ , где *L* – длина строки:

$$\Delta(x, y_{i.}) = \sum_k a_i(k) \cos(kx);$$

затем спектры всех 64 строк усреднялись. Отметим, что самое начало спектров при малых *k*, в пределах первых двух-трех гармоник, искажено как тем, что для всех строк была выбрана одна общая плоскость отсчета, так и малой статистикой. Однако, эта область длин волн мало интересна, так как дает малый вклад в рассеяние электронов по причинам, обсуждаемым ниже.

Из сравнения наших результатов с данными, полученными ранее, видно, что длиннопериодные осцилляции, оставшиеся невыявленными в этих работах, имеют большую амплитуду, нарастающую с уменьшением *k* (рис. 2). В то же время, согласно<sup>4, 5</sup> можно было бы ожи-

дать, что амплитуда компонент с  $k \lesssim 0,1 \text{ \AA}^{-1}$  слабо зависит от длины волны. Количественно масштаб компонент с  $k \sim 0,1 \text{ \AA}^{-1}$  в нашем случае несколько меньше (в 2-3 раза), полученного в работах <sup>4, 5</sup>.

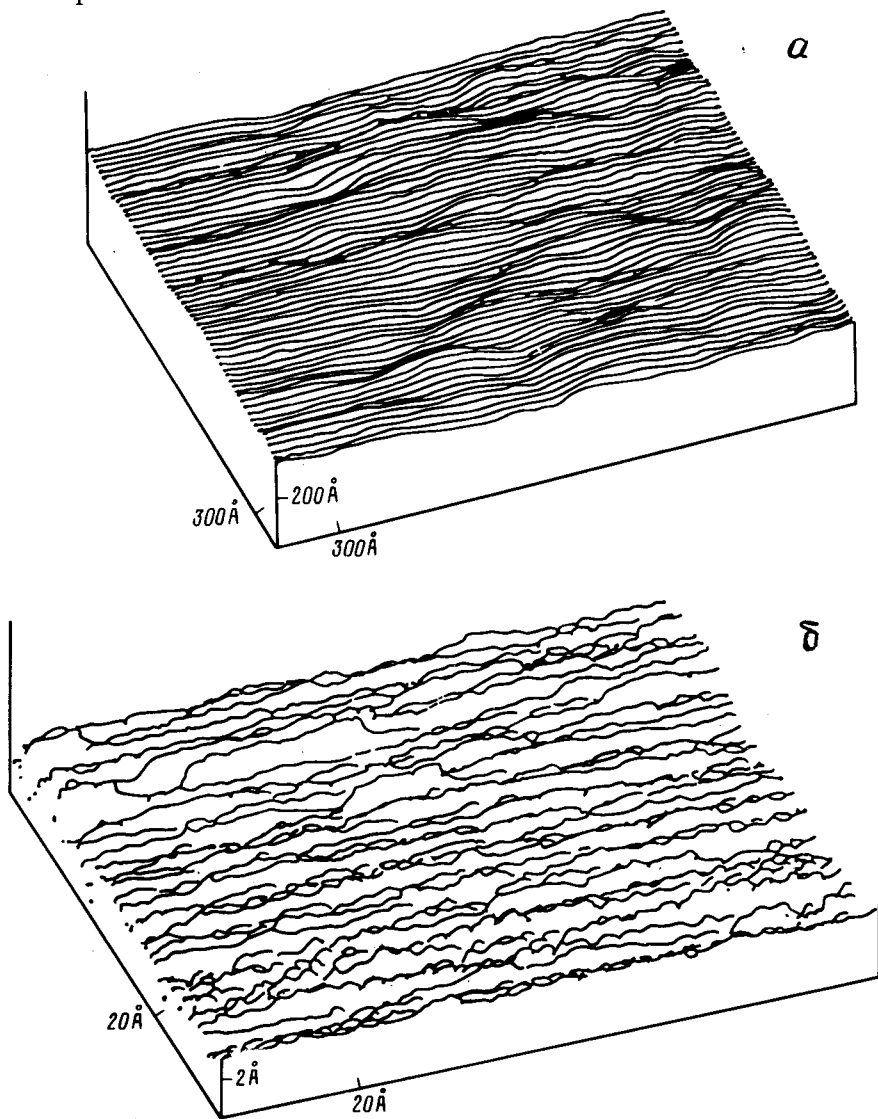


Рис. 1. СТМ-изображение поверхности кремния с разным увеличением. Среднеквадратичное отклонение от плоскости  $\langle \Delta^2 \rangle^{1/2} = 17 \text{ \AA}$  для рис. 1,а

**Влияние неровности поверхности на подвижность электронов инверсионного слоя.** Представляется, что наблюдаемые неровности поверхности можно связать с особенностями подвижности  $\mu$  электронов инверсионного слоя, измеренной на аналогичных образцах с той же пластины. В отличие от ряда других работ (см., например, в <sup>1</sup> рис. 65, 67 и ссылки на литературу там же) в области концентраций  $n_S \gtrsim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , когда  $\mu$  определяется рассеянием электронов на неровностях поверхности, в <sup>7</sup> мы наблюдали зависимость вида  $\mu^{-1} \propto n_S$  (см. рис. 3), а не  $\mu^{-1} \propto n_S^2$ . Впрочем, подобная зависимость наблюдалась и ранее (см. рис. 119 в <sup>1</sup>).

Учитывая, что фермиевский импульс электронов  $k_F \propto \sqrt{n_S}$ , и их скорость  $v_F \propto \sqrt{n_S}$ , можно заключить, что зависимость  $\mu = \frac{e\tau}{m} \propto \frac{1}{n_S}$  соответствует тому, что длина свободного

пробега электронов  $l \propto 1/\sqrt{n_S} \propto k_F^{-1}$ . Подобная связь естественным образом возникает в "предельно грязной" ситуации, когда выполняется правило Иоффе – Регеля  $l \approx 2\pi/k_F$ . Однако, численно длина пробега ( $l \approx 3 \cdot 10^3 \text{ \AA}$  при  $n_S = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ) на порядок превышает де-бройлевскую длину волны для движения электронов вдоль поверхности. Таким образом необходим точный расчет задачи о рассеянии, опирающийся на фурье-спектр рельефа поверхности, приведенный на рис. 2.

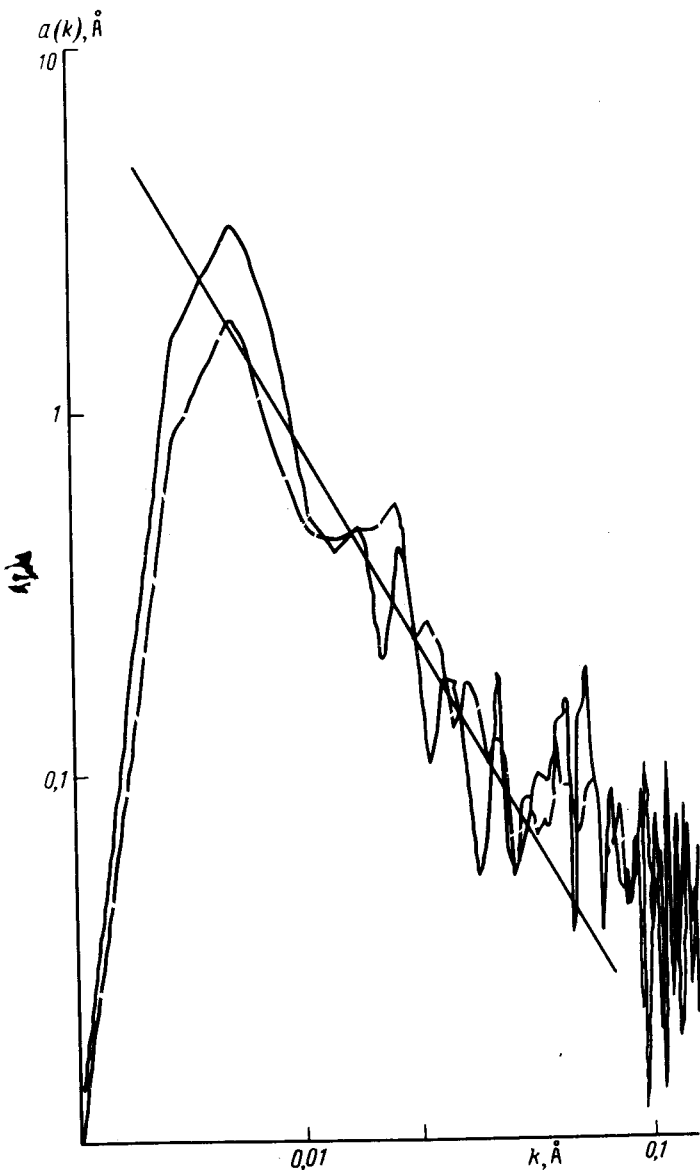


Рис. 2. Примеры фурье-спектров неровностей рельефа разных участков поверхности кремния. Непрерывная линия – спектр, соответствует рис. 1, а. Прямая – зависимость вида  $a(k) \propto k^{-n}$  с  $n = 1,7$

Можно привести качественные оценки, устанавливающие связь длины пробега с рельефом границы. Воспользуемся для этого простой формулой, описывающей в борновском приближении время рассеяния электронов  $\tau$  на неровности поверхности (1, формула 4.55)

$$1/\tau \propto \sum_k \langle |a(k)|^2 \rangle \left| \frac{\Gamma(k)}{\kappa(k)} \right|^2. \quad (1)$$

Здесь  $a(k)$  и  $\kappa(k)$  – фурье-компоненты неровностей поверхности и диэлектрической проницаемости, а  $\Gamma(k) \propto n_S$ .

Основной вклад в рассеяние (1) должны давать компоненты с  $k \approx k_F$  (если, конечно, они имеют достаточную амплитуду), так как рассеяние на более протяженных неоднородностях мало эффективно из-за того, что оно является малоугловым, а при  $k \gg k_F$  сечение рассеяния становится малым. В интересующей нас области длин волн  $k \sim k_F = 0,01 \div 0,02 \text{ \AA}^{-1}$  справедливо  $\kappa(k) \propto \frac{q_S}{k} \sim \frac{q_S}{k_F} (q_S^{-1} - \text{длина экранирования})$ . Как видно из рис. 2, амплитуда фурье-компонент в этой области падает как  $a(k) \propto k^{-(1,5 \div 2)}$ . Подставляя эти оценки в (1) получаем  $1/\tau \propto 1/\mu \propto n_S$ . Таким образом, можно заключить, что неровности с размерами порядка  $2\pi/k_F$  действительно ответственны за рассеяние электронов.

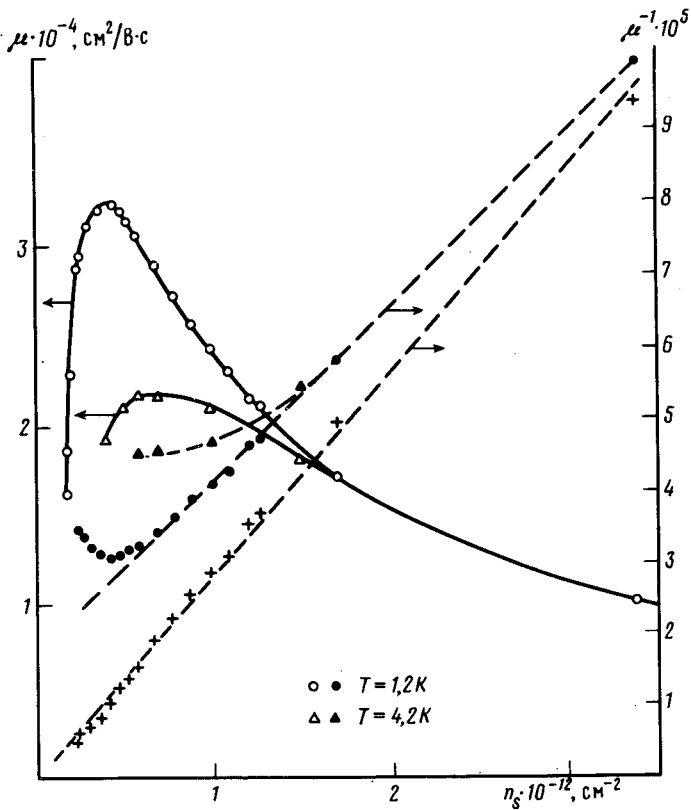


Рис. 3. Подвижность  $\mu$  и обратная подвижность  $\mu^{-1}$  электронов инверсионного слоя при разных температурах. + — значение  $\mu^{-1}$  за вычетом вклада от рассеяния на ионизированных примесях, отвечающего, согласно <sup>2</sup>, зависимости вида  $\mu_{imp}^{-1} \propto n_S^{-0,6}$

В заключение отметим, что длиннопериодные неровности рельефа должны учитываться и при рассмотрении процессов локализации, уширения уровней в магнитном поле и т. п. Прямое наблюдение рельефа границы раздела Si — SiO<sub>2</sub>, проведенное в работе, как мы надеемся, послужит основанием для соответствующих теоретических расчетов.

А.С.Боровику-Романову, Ч.В.Колецкому и В.В.Сажину авторы благодарны за интерес к работе.

#### Литература

1. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985.
2. Gold A. Phys. Rev., 1985, В32, 4014.
3. Пудалов В.М., Семенчинский С.Г., Поверхность, 1984, № 4, 5.
4. Goodnick S.M. et al. Surf. Sci., 1982, 113, 233.
5. Goodnick S.M. et al. Phys. Rev., 1985, В32, 8171.
6. Хайкин М.С., Трояновский А.М. Письма в ЖТФ, 1985, 11, 1236.

7. Пудалов В.М., Семенчинский С.Г., Эдельман В.С. ЖЭТФ, 1985, 89, 1870.

8. Верников М.А. и др. Электронная техника, сер. I, 1985, № 6, 27.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Институт проблем технологии микроэлектроники  
и особо чистых веществ  
Академии наук СССР

ВНИИ метрологической службы

Поступила в редакцию  
15 июля 1986 г.

---