

2. Эндрус Р. А., Ким Я. В.— ПНИ, 1966, № 4, с. 22.  
 3. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р., Смирнов В. П. Справочник по элементам волноводной техники.— М., 1963, с. 63.  
 4. Уайт Г. К. Экспериментальная техника в физике низких температур.— М., 1961.

Поступила в редакцию  
01.10.79.

Кафедра физики полупроводников

УДК 537.531:535

Х. А. МУРТАДА, Г. А. ГУМАНСКИЙ, В. В. УГЛОВ

## ОТРАЖЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТЬЮ КРЕМНИЯ С РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНЬЮ ШЕРОХОВАТОСТИ

Повышенный интерес в последние годы к зеркальному отражению рентгеновского излучения обусловлен попытками применения этого явления к изучению тонких приповерхностных слоев твердых тел: определению степени шероховатости поверхности [1], плотности тонких слоев на поверхности [2], структуры этих слоев методом рентгеновской дифракции в предельно-асимметричном брэгговском положении [3]. Однако четкой картины зависимости отражения от рельефа поверхности не получено.

В данной работе проведено экспериментальное исследование зеркального отражения и рассеяния на углы, близкие к  $90^\circ$ , характеристического рентгеновского излучения кобальта ( $\lambda=1,789 \text{ \AA}$ ) от образцов эпитаксиального кремния с зеркальной и шероховатой поверхностями. Шероховатость поверхности создавалась путем шлифовки зеркального кремния алмазной пастой с размером зерна 1 мкм в течение 10 (образец № 1), 60 (образец № 2) и абразивным порошком 000 в течение 30 с (образец № 3). Образцы устанавливались на столике переоборудованного гониометра ГС-5 с двухщелевыми коллиматорами. Против держателя образца на столике гониометра устанавливался счетчик СБТ-7, предназначенный для относительного измерения излучения, рассеянного в

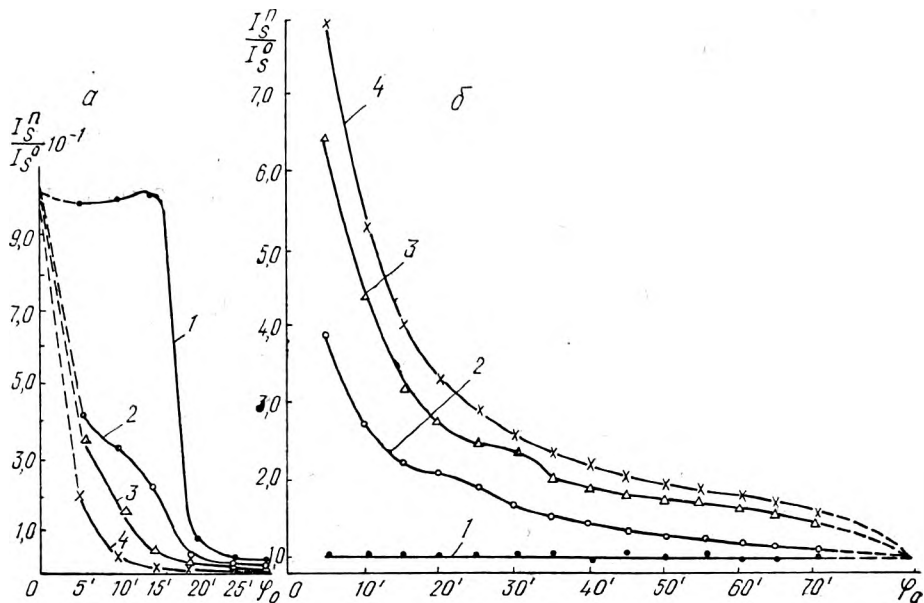


Рис. 1. Зависимость эффективного коэффициента отражения (а) и относительной интенсивности рассеяния (б) от угла скольжения первичного пучка рентгеновского излучения для образцов эпитаксиального кремния с различной степенью обработки поверхности:

1 — зеркальной; 2 — шероховатой, 1; 3 — шероховатой, 2; 4 — шероховатой, 3

интервале углов  $90 \pm 10^\circ$  образцом при малых углах скольжения первичного пучка. Измерения проводились в пределах угла скольжения  $\varphi_0$  от 0 до  $70'$ . Интенсивность отражения определялась с помощью детектора, установленного в коллиматоре алидады, который поворачивался на угол  $2\varphi_0$ ; одновременно измерялась интенсивность рассеяния.

Результаты измерений преобразовывались в относительный эффективный коэффициент отражения  $R_{эф}$  по формуле:

$$R_{эф}(\varphi_0) = \frac{I_n(\varphi_0)}{I_0(\varphi_0)},$$

где  $I_n(\varphi_0)$  — интенсивность отражения образцов 1, 2 и 3;  $I_0(\varphi_0)$  — интенсивность отражения зеркального образца.

Степень зеркальности исходного материала оценивалась по величине измеренного угла полного внешнего отражения, теоретическое значение которого составляет  $18,9'$ , а экспериментально определенное —  $18 \pm 0,5'$ . Таким образом, исходный материал отличался совершенной зеркальной поверхностью.

Относительная интенсивность рассеяния определялась по формуле:

$$I_s(\varphi_0) = \frac{i_{sn}(\varphi_0)}{i_{s0}(\varphi_0)},$$

где  $i_{sn}(\varphi_0)$  — интенсивность рассеяния от образцов,  $n=1, 2, 3$ ;  $i_{s0}(\varphi_0)$  — интенсивность рассеяния исходного материала.

Интенсивность рассеяния от зеркальной поверхности прямо пропорциональна углу скольжения  $\varphi_0$ , следовательно,  $i_{s0}(\varphi_0)/\varphi_0 = \text{const}$ .

Как видно из кривых отражения (рис. 1, а) а также из литературных данных [1, 4], отражательная способность резко падает с увеличением неровностей поверхности, однако количественная связь пока не установлена. Представляется целесообразным использовать для этой цели результаты теории рассеяния электромагнитных волн на статистически неровных поверхностях. Условиям рассеяния рентгеновского излучения на шероховатой поверхности, неровности которой значительно больше длины волны излучения, удовлетворяет модель Исаковича [5], согласно которой коэффициент отражения может быть представлен в виде:

$$R_{эф}(\varphi_0) = R_0(\varphi_0) \exp \left[ -2 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \sigma \sin \varphi_0 \right)^2 \right],$$

где  $R_0(\varphi_0)$  — коэффициент отражения по формуле Френеля с учетом затухания;  $\lambda$  — длина волны;  $\sigma$  — средняя характеристическая высота неровности.

Определив угол  $\varphi_0$ , соответствующий полувысоте кривых отражения, можно оценить среднестатистическую величину  $\sigma$  для образцов с различной степенью шероховатости (см. таблицу).

На рис. 1, б представлены кривые относительной интенсивности рассеяния в зависимости от угла скольжения первичного пучка рентгеновского излучения. Обращает на себя внимание необычный ход зависимости рассеяния в области малых значений  $\varphi_0$ . Качественно это можно объяснить рассеянием в вершинах неровностей поверхности, где поглощение и самопоглощение рассеянного первичного излучения много меньше, чем в слое под ровной поверхностью. Имеет значение и общее увеличение поверхности шероховатых образцов. В пользу первого предположения говорит тенденция к слиянию всех кривых рассеяния в области больших углов скольжения первичного пучка.

Возникновение рассеяния на неровностях можно показать на следующей простейшей модели. Рассмотрим рельеф в виде протяженных выступов треугольного сечения, периодически повторяющихся (рис. 2).

Номер образца	$\varphi_{0,5}$	$\sigma, \text{Å}$
1	12,5	35
2	6,5	65
3	2	210

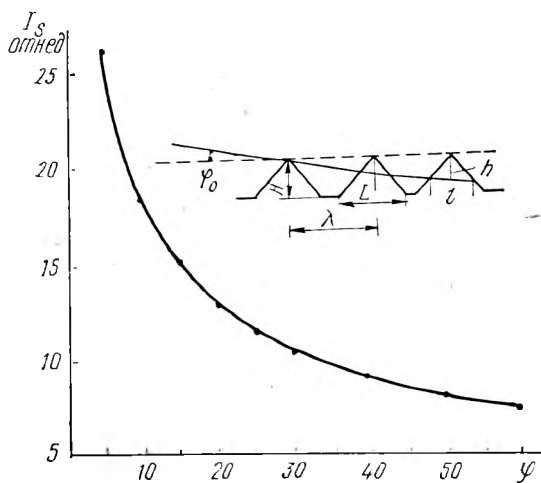


Рис. 2. Интенсивность рассеяния бесконечно протяженной поверхности, состоящей из выступов треугольного сечения

Рассеяние излучения будет происходить в вершинах выступов, причем каждый из них частично экранируется предшествующим. Самопоглощением рассеянного излучения, а также интерференцией волн, рассеянных отдельными выступами, пренебрегаем. Тогда интенсивность рассеяния от  $n$ -ого выступа будет определяться интенсивностью падающего на него излучения  $i_n$ , рассеивающим объемом  $v_n$  и коэффициентом рассеяния  $\Sigma$ :

$$i_n^s = i_n \Sigma v_n N,$$

где  $N$  — число атомов в единице объема рассеивателя:

$$i_n = I_0 \exp \left[ -\mu \frac{n^2}{2} \Lambda \frac{L}{H} \operatorname{tg} \varphi \right];$$

$$v_n = \frac{n^2}{2} \Lambda^2 \frac{L}{H} \operatorname{tg}^2 \varphi;$$

$\mu$  — линейный коэффициент ослабления;  $\Lambda$  — расстояние между выступами;  $H$  — высота выступа;  $L$  — длина выступа.

Полагая  $n \rightarrow \infty$ , в виду малости самих неровностей и бесконечной протяженности рассеивающей поверхности, заменяем суммирование по  $n$  интегралом и, согласно [6], получаем:

$$I_s = \frac{I_0 \Sigma N}{2} \left( \frac{2\pi \left( \frac{H}{L} \right)^3}{\mu \Lambda \operatorname{tg} \varphi} \right)^{1/2}.$$

Вид кривой, рассчитанной для интервала углов  $0-60'$ , в относительных единицах показан на рис. 2. Сравнение рис. 1, б и 2 свидетельствует о хорошем качественном совпадении, что, по-видимому, подтверждает правильность исходных предположений, однако предельная упрощенность модели не позволяет произвести количественного сравнения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ровинский Б. М.—В сб.: Аппараты и методы рентгеновских исследований.—Л., 1971.
2. Мельник Б. А.—Заводская лаборатория, 1979, т. 45, № 5.
3. Grüttner, Höche, Nieber.—Phys. st. solidi (a), 1976, v. 33, p. 587.
4. Grüttner, Höche.—Kristall und Technik, 1977, B. 15, S. 141.
5. Исакович М. А.—ЖЭТФ, 1952, т. 23, № 3, с. 305; см. также: Басс, Фукс Рассеяние волн на статистически неровной поверхности.—М., 1972, с. 190.
6. Градштейн, Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений.—М., 1963, с. 351.

Поступила в редакцию  
07.12.79.

Кафедра физики твердого тела