

ния 10^{-10} Вт энергия переключения менее 10^{-13} Дж, что соответствует $2 \cdot 10^5$ фотонам.

Л и т е р а т у р а

- [1] Рывкин Б.С. - ФТП, 1985, т. 19, в. 1, с. 3-27.
[2] Лебедев М.В., Лысенко В.Г. - ФТТ, 1982, т. 24, в. 10, с. 3040-3044.

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов АН СССР

Поступило в Редакцию
30 июля 1987 г.
В окончательной редакции
6 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 7 12 апреля 1988 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СТЕПЕНИ ИОНИЗАЦИИ РАСПЫЛЕННЫХ ЧАСТИЦ ОТ ИХ СКОРОСТИ

Б.Н. Макаренко, А.Б. Попов,
А.А. Шапоренко, А.П. Шергин

В настоящее время все большее применение при элементном анализе твердого тела находит метод вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Однако использование метода для количественного анализа затруднено из-за отсутствия надежных данных о степени ионизации распыленных частиц. Выход вторичных атомов менее чувствителен к экспериментальным условиям. Поэтому измерение нейтральной составляющей более перспективно при количественном анализе твердого тела методом масс-спектрометрии распыленности частиц. Совместное изучение вторичных ионов и атомов позволяет определить степень ионизации распыленных частиц, что важно для выяснения механизма вторичной ионной эмиссии.

В настоящей работе реализован метод одновременного измерения энергетических распределений вторичных ионов и атомов при одинаковых условиях ионной бомбардировки, который позволяет получить зависимость степени ионизации распыленных частиц β^+ от их скорости U . С этой целью распыленные атомы ионизируются электронным ударом. Такой способ не сопровождается передачей энергии от электрона к атому, а знание плотности тока электронов j , сечения σ и характерного размера l области ионизации позволяет с достаточной точностью определить количество атомов, распыленных с поверхности в данный телесный угол. Поскольку концентрация вторичных атомов в объеме ионизации обратно пропорциональна их скорости, абсолютное значение степени ионизации определяется соотношением:

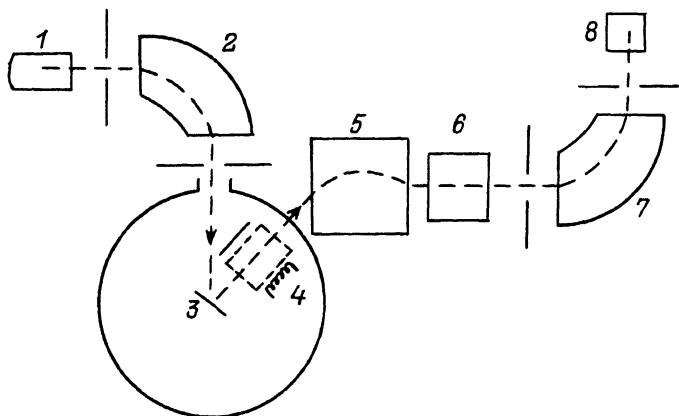


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 - источник ионов, 2 - масс-сепаратор, 3 - образец, 4 - ионизатор, 5 - энергоанализатор, 6 - бипланарные линзы, 7 - масс-анализатор, 8 - детектор.

$$\beta^+ = \frac{N_i}{N_\alpha} \cdot \frac{\sigma \cdot j \cdot l}{v},$$

где N_i - число вторичных ионов, N_α - количество атомов, преобразовавшихся в ионы электронным ударом. Схема экспериментальной установки, созданной на основе стенда, описанного в работе [1], приведена на рис. 1. Высокочастотный источник ионов позволяет получать пучки ионов с энергией 2-15 кэВ и плотностью тока на образце ≈ 50 мкА/см². Угол падения первичных ионов - 50°,

угол вылета анализируемых частиц по отношению к поверхности мишени - 90°. На держателе размещены 6 образцов, цилиндр Фарадея для измерения тока первичного пучка, электронная и ионная пушки для калибровки энергоанализатора и масс-спектрометра. Для исключения влияния на энергетические спектры электрических полей образцы помещались в эквипотенциальную область, ограниченную сферой со щелями для ввода и вывода частиц. Энергоанализатор типа «цилиндрическое зеркало» настроен на фиксированную энергию пропускания частиц. Измерение спектров осуществлялось путем изменения ускоряющего напряжения между сферой и входной диафрагмой анализатора. Абсолютное разрешение $\Delta E \approx 5$ эВ. Такое невысокое разрешение необходимо для обеспечения достаточной чувствительности при анализе быстрых ($E \approx 100$ эВ) распыленных атомов. После анализа по энергии частицы фокусировались бипланарными линзами на вход 90° - градусного магнитного спектрометра с разрешением $\Delta M/M = 5 \cdot 10^{-3}$ и детектировались ВЭУ-2А. Вакуум в установке обеспечивался системой безмасляной откачки и составлял $5 \cdot 10^{-8}$ торр.

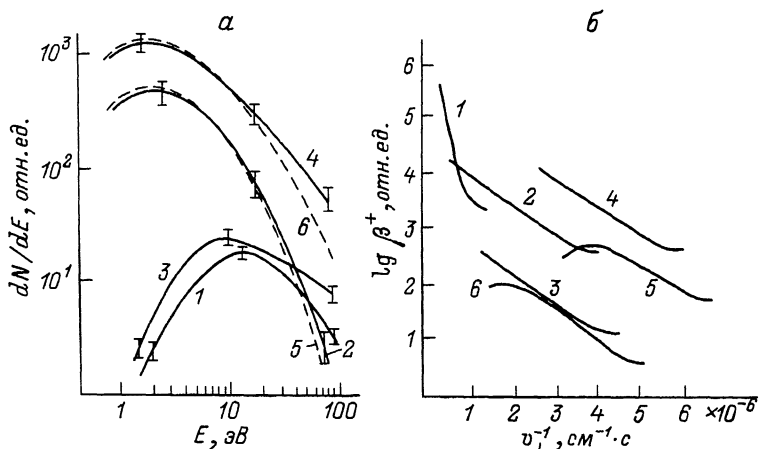


Рис. 2. а) Энергетические спектры ионов (1) и атомов (2) Be , ионов (3) и атомов (4) Cu , спектры атомов Be (5) и Cu (6), рассчитанные по формуле (1). б) Зависимость степени ионизации от обратной скорости. 1 - Be , 2 - Cu , 3 - Ag , 4 - W , 5 - Pb , 6 - Sn .

Ионизатор распыленных атомов представляет собой электронную пушку с оксидным катодом и расположен в эквипотенциальной области (рис. 1). Пучок электронов с энергией $E = 100$ эВ, током $I = 1 - 2$ мА и сечением $S = 5 \times 5$ мм² обеспечивал эффективность ионизации распыленных атомов на уровне $5 \cdot 10^{-5}$. Влияние объемного заряда пучка электронов на форму энергетических спектров при этом не наблюдалось. При увеличении электронного тока до 10–15 мА достигается чувствительность, сравнимая с чувствительностью стандартного метода ВИС. При исследовании нейтральной составляющей между образцом и входом в ионизатор прикладывалась разность потенциалов $\Delta U = -150$ эВ, что устраняло перекрытие энергетических спектров ионов и атомов.

В работе в одном эксперименте измерены энергетические спектры ионов и атомов и определена зависимость степени ионизации от скорости частиц, распыленных из поликристаллических мишеней Be , Cu , Ag , W , Pb , Sn пучком Ar^+ с энергией 5.5 кэВ.

В качестве примера на рис. 2,а приведены энергетические спектры ионов и атомов Be и Cu , построенные с учетом аппаратной функции энергоанализатора. Спектр атомов Be хорошо описывается соотношением, следующим из каскадной теории распыления Зигмунда [2]:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{E}{(E + E_b)^{3-2m}} \quad (1)$$

с параметром $m = 0$ и поверхностной энергией связи $E_b = 2.8$ эВ. Для атомов Cu экспериментальный и расчетный ($m = 0$, $E_z = 3.5$ эВ) спектры согласуются для $E \lesssim 30$ эВ и расходятся для $E > 30$ эВ. Такое поведение характерно и для энергораспределений остальных элементов. Превышение экспериментальных спектров над расчетными в области энергий $E > 30$ эВ связано с тем, что коэффициент распыления может быть выше предсказываемого моделью Зигмунда из-за атомов, образовавшихся в результате первых столкновений. Такое объяснение подтверждается результатами для Be , где данный эффект должен быть менее выражен, поскольку глубина проникновения ионов Ar^+ в Be в несколько раз больше, чем в случае тяжелых элементов. Выражение (1) часто используется [3, 4] при определении зависимости $\beta^+(\nu)$. Как показывают результаты настоящей работы, такой способ определения $\beta^+(\nu)$ может привести к значительной ошибке.

На рис. 2,6 приведена степень ионизации β^+ в функции обратной скорости ν_{\perp}^{-1} распыленных частиц. Для Be, Cu, Ag, W при скоростях, соответствующих энергиям вторичных частиц $E > 3$ эВ) степень ионизации экспоненциально зависит от ν_{\perp}^{-1} что согласуется с моделью электронного туннелирования [5-7]. Отклонение от экспоненциальной зависимости в области малых энергий $E \lesssim 3$ эВ может быть связано с действием поверхностного потенциального барьера на низкоэнергетичные ионы.

Для Pb и Sn зависимость $\beta^+(\nu_{\perp}^{-1})$ имеет максимумы в области энергий вторичных частиц $E \approx 25$ эВ (Pb) и $E \approx 50$ эВ (Sn). Механизм, ответственный за немонотонный характер зависимости степени ионизации от скорости распыленных частиц, не ясен. Для выяснения природы обнаруженных максимумов необходимы дополнительные исследования.

Оценка степени ионизации, усредненной по энергии, в предположении об одинаковом угловом распределении ионов и атомов дает: $\bar{\beta}^+ = 8 \cdot 10^{-4}, 7 \cdot 10^{-5}, 4 \cdot 10^{-6}, 7 \cdot 10^{-5}, 3 \cdot 10^{-5}, 2 \cdot 10^{-6}$ для Be, Cu, Ag, W, Pb, Sn соответственно. Эти значения находятся в согласии с $\bar{\beta}^+$, полученными из сравнения коэффициентов вторичной ионной эмиссии и распыления [8].

Л и т е р а т у р а

- [1] Гордеев Ю.С., Макаренко Б.Н., Попов А.Б., Шапоренко А.А. - Тезисы докл. Всес. совещания "Диагностика поверхности ионными пучками". Ужгород. 1985, с. 19-20.
- [2] Sigmond P. - Phys. Rev., 1969, v. 184, N 2, p. 383-416.
- [3] Vasilie M.J. - Phys. Rev., 1984, B29, N 7, p. 3785-3794.
- [4] Kraus A.R., Gruen D.M. - Sufr. Sci., 1980, v. 92, N 1, p. 14-28.

- [5] N o r s k o v J.K., L u n d q v i s t B.I. - Phys. Rev., 1979, B19, N 9, p. 5661-5665.
- [6] B r a k o R., N e w n s D.M. - Surf. Sci., 1981, v. 108, N 2, p. 253-270.
- [7] L a n g N. D. - Phys. Rev., 1983, B 27, N 4, p. 2019-2029.
- [8] Ч е р е п и н В.Т. - Ионный зонд. Киев: Наукова думка, 1981. 327 с.

Поступило в Редакцию
4 декабря 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 7

12 апреля 1988 г.

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ СЛОЕВ
И ФАЗОВОГО СОСТАВА МНОГОСЛОЙНЫХ
РЕНТГЕНОВСКИХ ЗЕРКАЛ С ПОМОЩЬЮ
ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ ДИФРАКТОМЕТРИИ

В.В. А р и с т о в, Л.Г. Ш а б е л ь н и к о в

1. Для развития схем получения и томографической реконструкции изображений микрообъектов значительные перспективы открывает использование рентгеновских фокусирующих элементов, в том числе на основе многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ), способы формирования и определения основных характеристик которых рассмотрены в работах [1-3]. Необходимо отметить, что несмотря на увеличивающийся объем исследования свойств МРЗ, данные о структуре и фазовом составе входящих в МРЗ слоев весьма немногочисленны ввиду малой (несколько нм) толщины последних. Сведения об аморфном состоянии слоев, полученные при электронно-микроскопическом изучении поперечных срезов МРЗ 4, не исчерпывают, по-видимому, всех возможностей структурного состояния слоев. Для МРЗ, содержащих чередующиеся слои углерода и ряда металлов (W , Ta , Ni и др.), было высказано предположение [3], что металлические слои полностью состоят из карбидных фаз, которое не получило экспериментальных подтверждений. Следует заметить, что наблюдающаяся деградация отражательных способностей МРЗ при температурном воздействии [5] обусловлена именно ростом выделений карбидных фаз, приводящего к потере строгой периодичности слоев.

Задачи анализа структурного состояния и фазового состава слоев МРЗ требуют развития новых методов исследования, одним из которых является тонкопленочная рентгеновская дифрактометрия (ТПД). Осуществляемая в схеме скользящей геометрии падающего пучка, ТПД позволяет исследовать тонкие кристаллические слои и пленки толщиной до 100 \AA [6].