

10;12

## ХАРАКТЕРИСТИКИ, ОСОБЕННОСТИ И ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ ТОРОИДАЛЬНОГО ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОРА В РАСТРОВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

© В.В.Аристов, Н.Н.Дремова, Э.И.Рау

Институт проблем технологии микроэлектроники  
и особо чистых материалов РАН,  
142432 Черноголовка, Россия  
(Поступило в Редакцию 23 марта 1995 г.  
В окончательной редакции 10 июля 1995 г.)

Разработан спектрометр обратнорассеянных электронов на основе секторного тороидального энергоанализатора и кольцевого детектора, конструктивно адаптированный к растровому электронному микроскопу. Проведено компьютерное моделирование эквипотенциалей и траекторий электронов в тороидальном дефлекторе, что позволило оптимизировать характеристики энергоанализатора для его специфического применения. На примере селективных изображений многослойной структуры и ряда снятых спектров отраженных электронов продемонстрирована эффективность предлагаемого решения.

### Введение

Растровая электронная микроскопия, электронно-зондовый рентгеновский микроанализ, электронно-лучевая технология и электронная литография стимулируют интерес к экспериментальному и теоретическому изучению эффектов взаимодействия пучков электронов средних энергий с твердым телом. В последние годы стали интенсивно развиваться неразрушающие методы диагностики трехмерных многослойных объектов, основанные на детектировании обратно-рассеянных электронов (ОРЭ) в растровом электронном микроскопе (РЭМ).

В РЭМ исследуемый объект сканируется сфокусированным пучком электронов с энергией порядка 5–50 кэВ. Часть электронного потока после упругих и неупругих столкновений с атомами мишени выходит из образца, потеряв ту или иную первоначальную энергию. Эти отраженные электроны несут информацию о глубинной (послойной) структуре образца [1–5]. Спектры ОРЭ количественно характеризуют не только локальный состав зондируемого участка объекта [6], но и

структуру подповерхностных слоев. Детектирование ОРЭ в определенном энергетическом интервале позволяет сепарировать изображения отдельных глубинных слоев трехмерного объекта, т.е. произвести своеобразную аппаратурную томографию [7,8].

В этом спектроскопический подход имеет несомненные преимущества перед способом визуализации приповерхностной структуры, основанном на вариации энергии электронов зондирующего пучка [2,9,10].

Но применявшиеся до настоящего времени единичные лабораторные экземпляры энергоанализаторов ОРЭ и РЭМ были слишком громоздки и несовершенны в конструкции, основаны на пороговом принципе измерений, что требовало приложения к электродам высоких напряжений [3,4]. Известные спектрометры не обладали осевой, совместимой с РЭМ симметрией, что приводило к астигматизму электронного зонда и не всегда оптимальной взаимной геометрии углов падения и детектирования. Однако применение спектрометра ОРЭ и РЭМ требует выполнения ряда жестких условий, налагаемых на конструктивное решение прибора. Главной особенностью является то, что рабочее расстояние в РЭМ (размер свободного пространства вдоль оптической оси от объективной линзы до образца) лимитировано в пределах 15–35 мм. Далее, для получения качественных изображений энергоанализатор и спектрометр в целом желательно выполнить осесимметричными, а электронный зонд РЭМ должен проходить через центральную часть анализатора, находящуюся под нулевым потенциалом, и падать на изучаемый объект по нормали к его поверхности. Сам сканируемый объект должен быть расположен в пространстве, свободным от анализирующего поля спектрометра.

Анализ приборных характеристик цилиндрического, гиперболического, секторного сферического и тороидального энергоанализаторов [11,12] показал, что всем перечисленным требованиям удовлетворяет версия тороидального секторного энергоанализатора, имеющего к тому же по сравнению с другими выигрыш по коэффициенту связи, светосиле и разрешению.

### **Конструкция, расчет параметров и компьютерное моделирование тороидального секторного энергоанализатора отраженных электронов**

Несмотря на довольно сложную форму электродов тороидально-электростатического анализатора, особенности его конфигурации и достоинства по рабочим параметрам настолько существенны и выигрышны для растровой электронной микроскопии, что компенсируют конструктивные усложнения. Нами была исследована геометрия тороидального дефлектора, которая благодаря наличию большого числа варьируемых параметров дает возможность оптимизировать его рабочие характеристики согласно условиям реальных экспериментов в РЭМ.

Предварительно аналитическими расчетами и методами компьютерного моделирования нами исследовалось электростатическое поле, образуемое обкладками тороидального дефлектора. Отметим, что аналогичная задача рассматривалась в ряде предшествующих работ [13,16], однако полученные там уравнения применимы только к частной

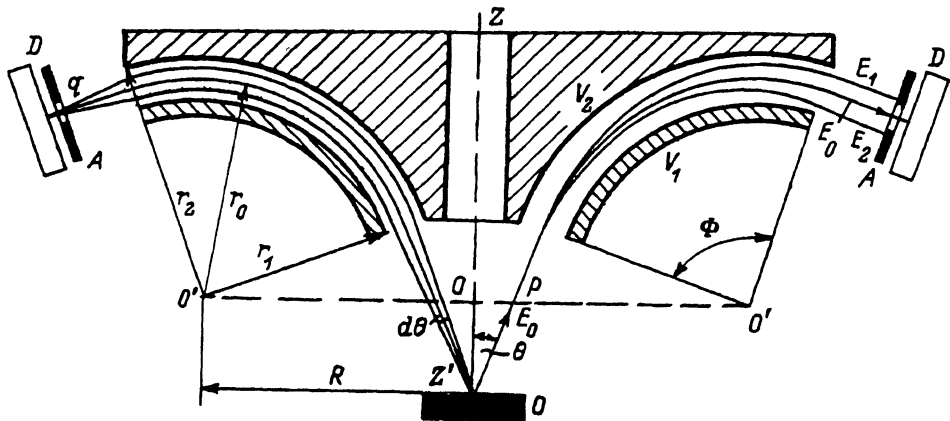


Рис. 1. Схема электростатического секторного тороидального спектрометра отраженных электронов в РЭМ.

серии траекторий, отличных от рассматриваемых в нашей ситуации. Наиболее близко примененная нами геометрия спектрометра соответствует описанной в работах [17,18], а анализ такой геометрии наиболее исчерпывающе и детально проведен в [19,20].

Рассмотрим несколько подробнее экспериментальную конструкцию спектрометра ОРЭ, оптимизированного по основным параметрам к адаптации в РЭМ (рис. 1). Анализатор электронов по энергиям состоит из двух криволинейных кольцевых отклоняющих пластин тороидальной формы, образованных вращением концентрично расположенных дуг радиусами  $r_1$  и  $r_2$  вокруг оси  $ZZ'$ . Общий центр дуг  $O'$  отстоит от оси симметрии  $ZZ'$  на расстоянии  $R > r_2$ . Раствор тороидальных пластин составляет центральный угол  $\Phi$ . Электронный зонд РЭМ проходит по оси  $ZZ'$  в нулевом эквипотенциальном пространстве и достигает объекта  $O$  по нормали к его поверхности. Часть отраженных от объекта высокоэнергетичных электронов (ОРЭ) попадают через входную щелевую диафрагму в поле между пластинами тороида с потенциалами  $+V_1$  и  $-V_2$ . Угловой раствор входящего конусного пучка  $d\theta$  определяется шириной входной щели и расстоянием  $p$  от объекта  $O$  до этой щели. Угол между осью тороида  $ZZ'$  и влетающими в анализатор электронами составляет в нашем случае  $\theta = 20^\circ$ . Остальные параметры следующие:  $r_1 = 16$  мм,  $r_2 = 18$  мм,  $R = 20$  мм,  $\Phi = 90^\circ$ ,  $d\theta = 4^\circ$ . Входная и выходная кольцевые щели шириной 1.5 мм (на рис. 1 не показаны) расположены на расстоянии 2 мм от краев дефлекторных пластин. Щелевые диафрагмы, находящиеся под нулевым потенциалом, помимо функции коллимирования входящего потока электронов существенно уменьшают дефокусирующее влияние краевых эффектов. Эти кольцевые электроды, называемые пластинами Герцога, компенсируют краевые поля на краях заряженных поверхностей второго порядка [12-15,21].

Прошедшие через анализатор электроны с энергией  $E_0$  фокусируются на расстоянии  $q$  от выходной щели, где размещается детектор  $D$ . Перед детектором устанавливается кольцевая диафрагма  $A$ , ширина которой (0.1-1.0 мм) в значительной мере определяет разрешение

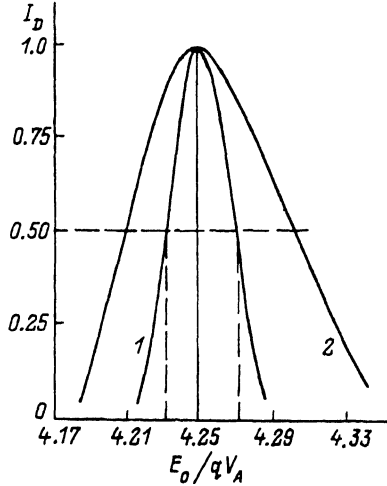


Рис. 2. Аппаратные характеристики тороидального секторного спектрометра.

энергоанализатора. При соответствующей настройке, т. е. выборе потенциалов  $V_1$  и  $V_2$ , через кольцевую щель на детектор проходят только электроны с энергией  $E_0$ , в то время как электроны с большей  $E_1$  или меньшей  $E_2$  энергиями попадают на электроды дефлектора или же экранируются на диафрагме А. Детектор выполнен в виде кольцевой линейки из дискретных планарных кремниевых фотодиодов с приповерхностным  $p-n$ -переходом. Примененные нами полупроводниковые детекторы с высоким квантовым выходом (20 кристаллов на линейке) позволяли регистрировать электроны с энергиями от 2 до 40 кэВ с хорошей линейностью и при токе ОРЭ порядка  $10^{-10}$  А. Более высокое быстродействие, лучшее отношение сигнал/шум, достигается применением сцинтилляционного детектора Робинсона, выполненного в виде кольца с переходом в цилиндрический световод [22]. Сочленение кругового сцинтиллятора со световодом имеет форму раструба, которая была предварительно рассчитана и промоделирована.

Чтобы определить энергетическое разрешение спектрометра, в качестве входного пучка использовался монохроматический электронный зонд РЭМ, расфокусированный до диаметра порядка ширины щелевой диафрагмы. Трансмиссионная (приборная) характеристика спектрометра приводится на рис. 2 для ширины кольцевой щелевой диафрагмы 0.5 мм при энергии электронов 10 (кривая 1) и 20 кэВ (кривая 2). По оси ординат отложены нормированные значения сигнала с детектора, по оси абсцисс — обратная величина нормированного значения разности потенциалов  $V_a$  на обкладках тороидального дефлектора. Из приведенных аппаратных характеристик следует, что разрешение по энергиям в рассматриваемом спектрометре составляет 1% (т. е., например, 100 эВ для электронов с энергией 10 кэВ). Разрешение определяется по полной ширине пиков на их полувысоте.

Результаты компьютерного моделирования характеристик энергоанализатора, по которым определялись рабочие параметры при разработке оптимально адаптированной к РЭМ конструкции, приводятся на рис. 3 и 4. При выборе параметров необходимо было учитывать специфику как растрового электронного микроскопа, так и электро-

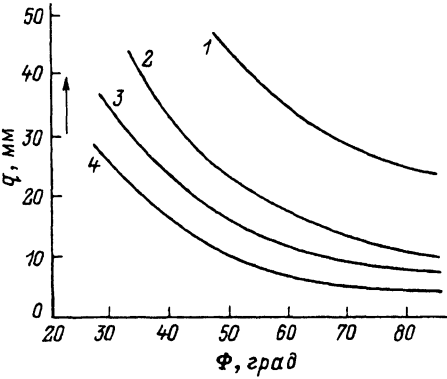


Рис. 3. Зависимости расстояния фокусировки  $q$  (от выходной щели анализатора до детектора) от величины центрального секторного угла  $\Phi$  и параметра  $\theta$  — угла между оптической осью симметрии и направлением влета электронов в анализатор.

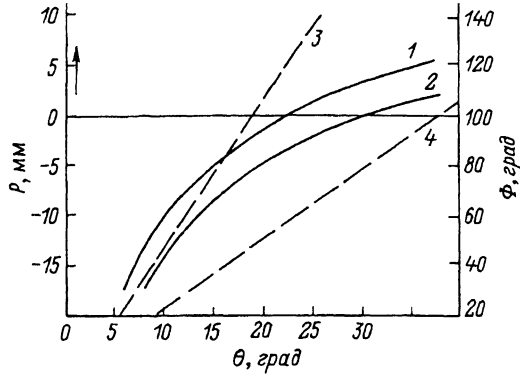


Рис. 4. Зависимость рабочего расстояния  $p$  от угла влета электронов  $\theta$  (1, 2) и зависимости  $\Phi = f(\theta)$  (3, 4).  
 $r_0 = 24$  (1, 4); 17 мм (2, 3);  $R = 26$  (1, 4), 20 мм (2, 3);  $q = 10$  (3), 30 мм (4).

статические и геометрические особенности тороидального секторного дефлектора. В целом последний характеризуется межэлектродным расстоянием  $\Delta r = r_2 - r_1$ , средним радиусом кривизны  $r_0$  в полярной плоскости, главным радиусом кривизны  $R$  в азимутальной плоскости симметрии и центральным секторным углом  $\Phi$  между входной и выходной плоскостями анализатора (рис. 1). Нами учитывались также ограничения на размеры (параметры  $p$  и  $q$  на рис. 1), величину высокого напряжения на электродах  $V_1$  и  $V_2$ , угол влета  $\theta$  анализируемых электронов относительно оси симметрии  $ZZ'$  и их угловой раствор  $d\theta$ .

В рассматриваемом нами случае нельзя удовлетворить одновременно всем условиям достижения лучших характеристик, но существует оптимальное сочетание перечисленных выше варьируемых параметров применительно к конкретной конструкции энергоанализатора для РЭМ.

Результаты исследований зависимостей фокусирующих свойств тороидального конденсатора  $q = f(\Phi)$  приводятся в форме семейств кривых на рис. 3 для следующих параметров:  $r_0 = 24$  (1, 4); 18 мм (2, 3);  $R = 26$  (1, 4); 20 мм (2, 3);  $\theta = 25$  (1); 20 (2); 12° (3, 4). Из рисунка видно, что параметр  $q$ , а значит, и размер спектрометра в перпендикулярном к оси РЭМ направлении уменьшаются с увеличением центрального угла  $\Phi$ , но эта зависимость существенно нелинейна, в диапазоне  $\Phi > 65^\circ$  уменьшение  $q$  выражается незначительно. В то же время весьма существенна зависимость от  $\theta$ . Для выигрыша в  $q$  следовало бы уменьшать  $\theta$ , но это, как показывает рис. 4, в сильной степени увеличивает расстояние  $p$  по оси  $ZZ'$  от объекта до входной щели анализатора, а тем самым увеличивается рабочее расстояние РЭМ, что очень нежелательно в электронной микроскопии.

Столь неожиданная на первый взгляд, резкая зависимость диспергирующих свойств тороидального конденсатора от относительной координаты влета  $\theta$ , а также от полярной координаты входной щели относительно центра тороида, впрочем, как и неравномерная зависимость

от  $\Phi$ , объясняемым неоднородным распределением эквипотенциалей, которые не являются концентрическими окружностями. Более того, эквипотенциали в центральном сечении вообще не являются окружностями. Наибольший градиент поля отмечается при приближении к внутренней обкладке конденсатора в сторону оси симметрии тороида. Этот важный момент не учитывался в работах [13–16], но он является определяющим для нашего рассмотрения, так как именно в этой области тороида осуществляется влет в анализатор отраженных электронов в РЭМ (см. также [19]).

Из приведенных на рис. 4 кривых 3 и 4 ( $\Phi = f(\theta)$ ) следует, что при больших углах влета  $\theta$ , которые способствуют уменьшению параметра  $p$ , требуются и большие центральные углы  $\Phi$  энергоанализатора. Одним словом, и здесь требуется компромисс при выборе параметров спектрометра.

Расчеты и компьютерное моделирование определяют еще одну кардинальную зависимость между величиной центрального секторного угла  $\Phi$  и соотношением между радиусами кривизны тороида  $R/r_0$ . Эта зависимость пропорциональна и почти линейна. Так, при изменении  $R/r_0$  от 1.05 до 1.25 для достижения хороших фокусирующих свойств требуется варьировать  $\Phi$  в пределах от 50 до 130°. Наименьшее значение  $R/r_0$  лимитируется осевым цилиндрическим каналом анализатора для прохождения сканирующего зонда РЭМ (рис. 1).

## Экспериментальные результаты

Встроенный в РЭМ электростатический тороидальный спектрометр имеет большие потенциальные возможности. В частности, спектроскопия обратнорассеянных электронов (ОРЭ) позволяет изучать закономерности упругого и неупругого отражения электронов средних энергий от слоистых твердотельных структур, что актуально в связи с совершенствованием тонкопленочной технологии. При детектировании только части энергетического спектра в определенном узком энергетическом интервале можно осуществлять послойный анализ трехмерных структур современной микроэлектроники.

Нами экспериментально изучалась информационная глубина в ОРЭ изображениях как функция энергии отраженных электронов. Тестовый объект состоял из трех слоев Au толщиной 20 нм каждый, наносимых последовательно через квадратный шаблон на разделительные пленки из полиметил-метакрилата толщиной 500 нм каждый. Основой такого сэндвича являлся кристалл Si. На рис. 5 приводятся микрофотографии этих слоев, полученные в РЭМ при энергии электронов зонда 30 кэВ. На рис. 5, а для сравнения дается снимок в стандартном режиме отраженных электронов без их фильтрации. На изображении все слои микшированы, определить последовательность залегания каждого слоя по этой интегральной картине невозможно. Последовательно снимая изображения в отфильтрованных электронах в интервале (окне) энергий  $15 \pm 0.5$  кэВ (рис. 5, б),  $22 \pm 0.5$  кэВ (рис. 5, в) и  $28 \pm 0.5$  кэВ (рис. 5, г), можно сепарировать контраст от каждого слоя и тем самым идентифицировать структуру по глубине. Расшифровка изображения рис. 5, а, схематично представленного на рис. 6 слева, дается в двух сечениях  $AA'$  и  $BB'$  на рис. 6 справа.

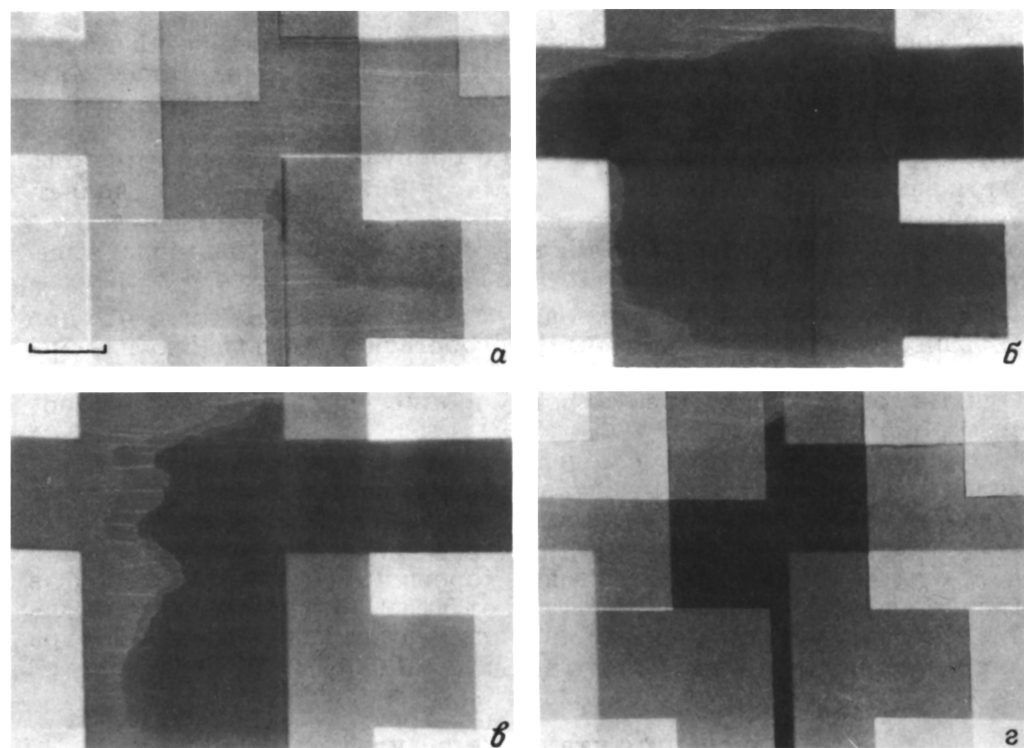


Рис. 5. Послойные изображения тестовой структуры из трех пленок Au, расположенных на разной глубине от поверхности. Метка — 100 мкм.

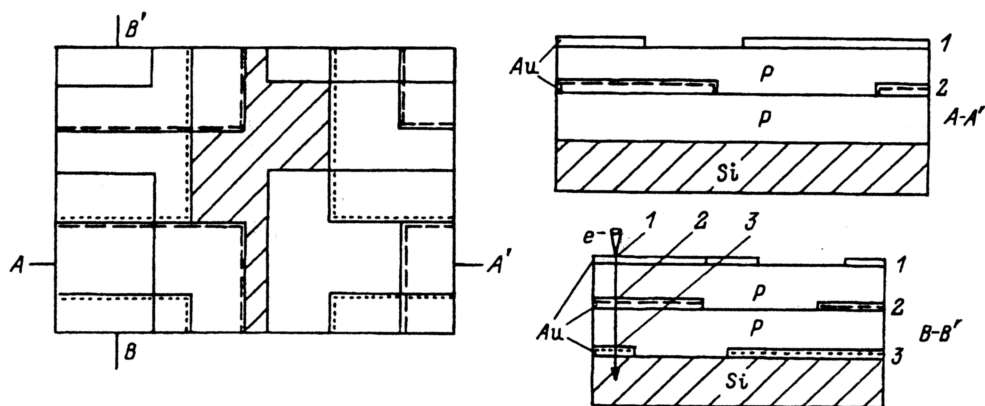


Рис. 6. Схема исследованной многослойной структуры: вид сверху и по двум сечениям.

1-3 — группы ОРЭ от слоев 1-3.

Эксперименты показали, что наименьший перепад толщин пленок на массивной подложке, дающий заметный контраст и различия на дифференциальных спектрах (рис. 7), составляет, например, для Al на Si 0.15 мкм, для Cu на Si — 0.05 мкм и для Al на Au — 0.005 мкм.

В настоящее время в связи с актуальностью задачи и одновременно сложностью процессов электронного рассеяния от однородных кристаллов или мультислоев не прекращаются попытки их аналитическо-

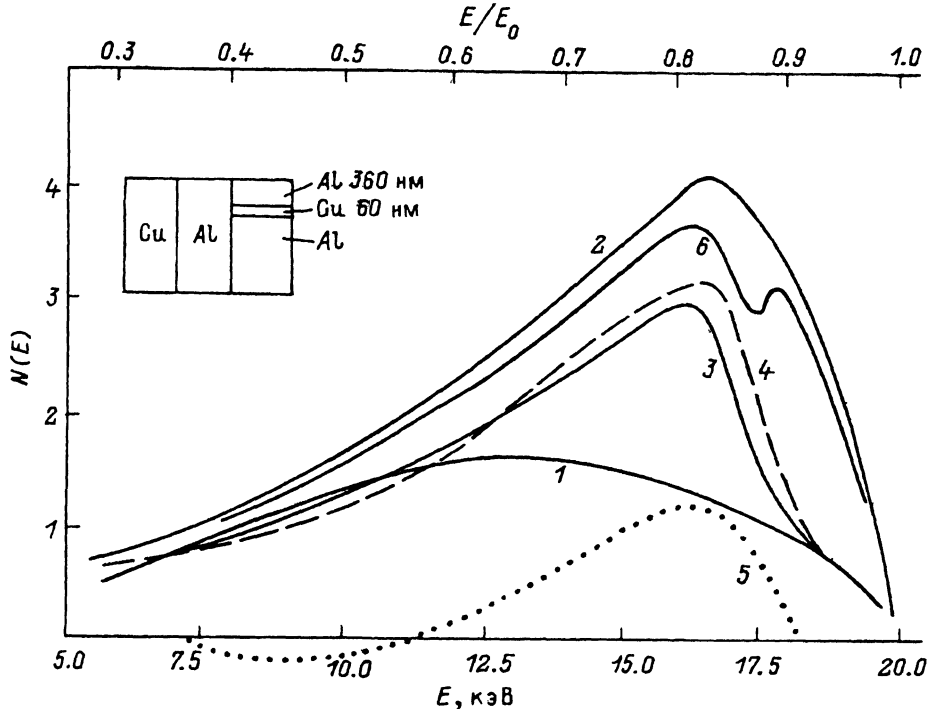


Рис. 7. Приведены энергетические спектры обратнорассеянных электронов в РЭМ для массивных объектов и слоистых структур ( $N(E)$  — в отн. ед.).

го описания через различные модели [1,4,8,23]. Теория должна быть подтверждена экспериментом, но на сегодня экспериментальных данных по спектрам ОРЭ от массивных объектов явно недостаточно либо они устарели [24–26]. Первые попытки снять спектры на слоистых структурах были ограничены недостаточным разрешением ввиду несовершенства применяемых энергоанализаторов [3,4]. Описанный выше спектрометр позволяет проводить исследования с хорошим энергетическим разрешением и в большом диапазоне энергий.

Примеры снятых спектров ОРЭ приводятся на рис. 7 при энергии первичного пучка 20 кэВ. Спектры 1 и 2 сняты для чистых массивных образцов Al и Cu соответственно. График 3 получен для слоистой структуры, представленной на вставке рис. 7, — на подложку Al термическим напылением наносился слой Cu толщиной 60 нм, а затем сверху слой Al толщиной 360 нм. Для этой структуры было проведено моделирование и расчет методом Монте-Карло. Результаты расчетов представлены кривой 4, а разность спектров 3 и 1 (дифференциальный спектр, с вычетом вклада матрицы Al) представлена кривой 5. В принципе на кривой контраста 5 заложена основная количественная информация о структуре. Ее начало в более высокоэнергетичной области соответствует глубине залегания слоя, а положение максимума характеризует толщину залегающего слоя. Отрицательная часть кривой по оси  $dN/dE$  предсказывает, что при энергетической фильтрации может наступать смена знака, т.е. инверсия контраста, что было подтверждено экспериментально [8]. Тот факт, что теоретический спектр 4



сдвинут по оси энергий вправо по сравнению с экспериментальным спектром  $\mathcal{Z}$ , имеет две причины. Во-первых, несовершенство принятой модели рассеяния электронов требует ее уточнения и совершенствования. Вторая причина заключена в том, что из пространственной объемной розетки распределения ОРЭ по углам выхода в анализатор попадает только та часть ОРЭ, что выходит из объекта под углом  $\theta \pm d\theta = 20^\circ \pm 2^\circ$  относительно нормали к поверхности. Но известно [27], что ближе к нормали выходят электроны из более глубоких слоев, т.е. электроны, потерявшие определенную часть энергии. Более высокоэнергетичные электроны выходят из поверхностного слоя, но они распределены преимущественно по углам, прилегающим ближе к поверхности, т.е. составляющим с нормалью значительные углы. Но эта часть электронов в большой мере теряется при регистрации, так как не попадают во входную щель энергоанализатора. Тем самым снижается детектируемый сигнал в более высокоэнергетической области, что эквивалентно некоторому сдвигу энергетического спектра влево по оси энергий. Наконец, кривой  $b$  представлен экспериментальный спектр, когда вещество с более низким атомным номером находится под пленкой и на матрице с более тяжелым элементом. В частности, рассматриваемая здесь структура Cu (75 нм толщиной)–Al (270 нм)–Cu подложка. В настоящее время ведется работа по количественной расшифровке аналогичных спектров (решение обратной задачи).

### Заключение

Использование энергетического анализа ОРЭ в РЭМ позволяет проводить послойную визуализацию (изображения по глубине) многослойных микроструктур, т.е. проводить своеобразную миротомографию объектов. Количественный анализ спектров позволит определять глубину и толщину залегания гетерогенного слоя.

Разработанный для РЭМ спектрометр отраженных электронов является полезным научным и прикладным прибором, дающим информацию о подповерхностной структуре, причем пространственное разрешение РЭМ в отраженных электронах даже повышается за счет отсева медленной компоненты, что важно при изучении рельефа поверхности. Спектрометр ОРЭ, адаптированный к РЭМ, весьма компактен в конструкции и имеет хорошее энергетическое разрешение ( $\approx 1\%$ ).

Работа частично финансировалась Международным научным фондом (грант № N7X000).

### Список литературы

- [1] Nedrig H. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. P. R15–R49.
- [2] Аристов В.В., Дремова Н.Н., Литарев С.К., Рау Э.И. // Электронная пром-сть. 1990. № 2. С. 44–46.
- [3] Wells O.C., Savoy R., Bailey P. // Electron Beam Interaction with Solids / Ed O'Hare. 1982. P. 287–298.
- [4] Reimer L., Böngeler R., Kassens M. et al. // Scanning. 1991. Vol. 13. P. 381–391.
- [5] Дремова Н.Н., Зайцев С.И., Рау Э.И., Яхимов Е.Б. // Изв. РАН. Сер. физич. 1993. Т. 57. № 8. С. 9–13.
- [6] Калашников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов М.И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М.: Атомиздат, 1980. 272 с
- [7] Дремова Н.Н., Рау Э.И., Ху Вень Го. // Поверхность. 1995. № 1. С. 45–49.
- [8] Рау Э.И., Дремова Н.Н., Матвиенко А.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физич. 1995. Т. 59. № 2. С. 87–90.

- [9] Аристов В.В., Дремова Н.Н., Зайцев С.И. и др. // ДАН СССР. 1988. Т. 301. С. 611-613.
- [10] Seiler H. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. P. R1-R17.
- [11] Афанасьев В.П., Явор С.Я. Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. М.: Наука, 1978. 224 с.
- [12] Баранова Л.А., Явор С.Я. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 2. С. 217-232.
- [13] Ewald H., Liebl H. // Zs. Naturforsch. 1955. Vol. 10a. P. 872-876.
- [14] Wollnik H., Matsuo T., Matsuda H. // Nuclear Instr. and Meth. 1972. Vol. 102. N 1. P. 13-17.
- [15] Decreau P., Prange R., Berthelier J. // Rev. Sci. Instr. 1975. Vol. 46. N 8. P. 995-1007.
- [16] Зашквара В.В., Корсунский М.И., Редькин В.С. // ЖТФ. 1968. Т. 38. Вып. 8. С. 1336-1343.
- [17] Smeenk R.G., Tromp R.M., Kersten H.H. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1982. Vol. 195. P. 581-586.
- [18] Toffoletto F., Leckey R., Riley J. // Nucl. Instr. and Meth. 1985. Vol. B12. P. 282-297.
- [19] Ghelmetti A.G., Shelley E.G. // Nucl. Instr. and Meth. 1990. Vol. A298. P. 181-188.
- [20] Yavor M.I., Willnik H., Nappi M., Hartmann B. // Nucl. Instr. and Meth. 1992. Vol. A311. P. 448-452.
- [21] Engelhardt H., Bäck W., Menzel D., Liebl H. // Rev. Sci. Instr. 1981. Vol. 52. N 6. P. 835-839.
- [22] Дремова Н.Н., Рау Э.И., Робинсон В.Н.Е. // ПТЭ. 1995. № 1. С. 144-150.
- [23] Werner U., Bethge H., Heydenreich J. // Ultramicroscopy. 1982. N 8. P. 417-428.
- [24] Kulenkampff H., Spyra W. // Z. Phys. 1954. Vol. 137. P. 416-425.
- [25] Darlington E.H. // J. Phys. D. 1975. Vol. 8. P. 85-93.
- [26] Sternglass E.J. // Phys. Rev. 1954. Vol. 95. P. 345-358.
- [27] Wells O.C. // Scanning. 1979. Vol. 2. P. 199-216.
-