

УДК 681.385.833

## УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБРАТНО-РАССЕЯННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ИХ УЧЕТ ПРИ ТРЕХМЕРНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ МИКРОСТРУКТУР В СКАНИРУЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

© 2019 г. В. В. Забродский<sup>1</sup>, С. В. Зайцев<sup>2</sup>, В. Ю. Караулов<sup>2</sup>, Э. И. Рау<sup>2, \*</sup>,  
В. А. Смоляр<sup>3</sup>, Е. В. Шерстнев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук”, Санкт-Петербург, Россия,

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования “Волгоградский государственный университет”, Волгоград, Россия

\*E-mail: rau@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 29.04.2019 г.

После доработки 10.06.2019 г.

Принята к публикации 27.07.2019 г.

Рассчитаны основные угловые характеристики и получены полуэмпирические соотношения для обратно-рассеянных электронов средних энергий (1–30 кВ). Результаты анализа использованы для разработки оптимизированной детекторной системы обратно-рассеянных электронов, используемой в сканирующем электронном микроскопе для визуализации подповерхностных микроструктур и улучшения топографического контраста. Приведенные результаты способствуют решению проблем трехмерной визуализации топографии поверхности и селективной томографии подповерхностной архитектуры микрообъектов.

DOI: 10.1134/S0367676519110280

### ВВЕДЕНИЕ

Знание закономерности распределения обратно-рассеянных электронов (ОРЭ) по углам и по энергиям имеет большое значение не только в физике твердого тела и радиационной физике, но и в различных детекторах заряженных частиц, в частности играет большую роль в детекторах ОРЭ в сканирующих электронных микроскопах (СЭМ).

Стандартные СЭМ дают двумерное изображение объектов, хотя и с иллюзией объемного изображения. Качественно видимость объема обеспечивается за счет большой глубины фокуса и эффекта “подсветки” образца со стороны детектора ОРЭ. С ранних лет развития СЭМ не ослабевает интерес к 3D визуализации как поверхностного рельефа, так и подповерхностной архитектуры микроструктур [1, 2].

Практически все современные СЭМ снабжены стандартными полупроводниковыми детекторами ОРЭ. Как правило, они состоят из четырех секторных или ряда кольцевых мелкозалегающих  $p$ - $n$  переходов на кремниевой шайбе [3–6]. Операции суммирования или вычитания сигналов с

отдельных секторов детектора позволяют в некоторой степени разделять топографический (рельеф поверхности) и композиционный (различие в атомных номерах  $Z$  материалов) контрасты [2]. Для более качественных разделений контрастов химического состава от топографии применяют дополнительную компьютерную обработку изображений [3] или селективные по углам и энергиям детектирующие устройства [4]. Сравнительно недавно были предложены кольцевые полупроводниковые детекторы для квазитомографических исследований при вариации энергии первичных электронов  $E_0$  и для более четкого выделения поверхностного рельефа при вариации углов детектирования [4, 5]. После этого в работе [6] было предложено усовершенствование, заключающееся в том, чтобы устанавливать плоскость каждого кольца перпендикулярно потоку ОРЭ. По мере удаления колец от оптической оси электроны падают на поверхность колец под все большим углом, что увеличивает их путь в “мертвом” приповерхностном слое детектора (более подробно зависимость качества полупроводниковых детекторов ОРЭ от толщины “мертвого”

приповерхностного лицевого слоя рассмотрена в работах [7, 8]), значительно уменьшая детектируемый сигнал. На крайних кольцах регистрируются преимущественно электроны, вышедшие из приповерхностного слоя образца, а вышедшие из глубины образца детектируются ближними относительно падающего пучка электронов кольцами. Для того чтобы добиться большей однозначности результатов экспериментов, токи с каждого кольца должны быть близкими по величине, для чего в [8] предложено варьировать ширину колец в зависимости от угла детектирования  $\theta$ , т.е. от расстояния до оси симметрии. При этом для более полной и правильной интерпретации СЭМ-изображений и результатов экспериментальных измерений необходимо знание как аппаратных (приборных) характеристик применяемого детектора ОРЭ, так и основных закономерностей процесса отражения электронов от сложных твердотельных структур.

Улучшения томографических снимков с целью более резкой сепарации контраста от отдельных глубинных слоев трехмерной структуры можно добиться либо энергетической фильтрацией ОРЭ [9–12], либо компьютерной обработкой послойных изображений [13]. Однако представляется, что еще не все резервы полупроводниковых детекторов в СЭМ до настоящего времени исчерпаны. Дополнительные возможности, реализуемые новым решением задачи 3D визуализации, изложены в настоящей работе. Речь идет о выборе оптимальной конструкции детектора ОРЭ для того, чтобы более уверенно различать влияние геометрического рельефа образца и, отдельно, его состава на регистрируемый сигнал ОРЭ, а также для более четкой сепарации изображений различных глубинных слоев в объеме структуры.

При разработке нового детекторного устройства предварительно были получены простые полупирические формулы для расчета сигнала с каждого детектора в зависимости от угла детектирования и энергии первичных электронов. Таким образом, была получена связь между тремя кардинальными параметрами для трехмерной визуализации: средней энергией ОРЭ и коэффициентом ОРЭ в зависимости от угла детектирования, а также их связь с наиболее вероятной глубиной выхода ОРЭ. В итоге созданы предпосылки для 3D сканирующей электронной микроскопии.

## ОСНОВНЫЕ УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОРЭ

Расчеты основных характеристик ОРЭ проведем с учетом положений популярной модели рассеяния электронов Канауа–Окауама [14, 15]. Согласно этой диффузионной модели, рассеяние электронов происходит в сфере с центром на глубине  $x_p$  (см. рис. 1), много меньшей глубины пол-

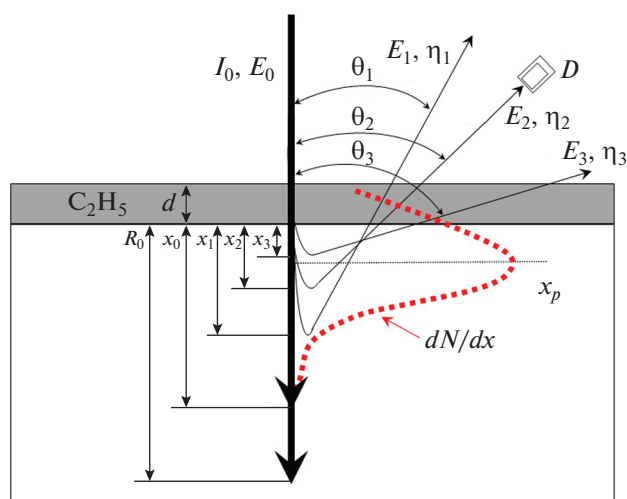


Рис. 1. Условное представление взаимосвязи фундаментальных параметров обратно-рассеянных электронов; глубина пробега  $R_0$ , отражения  $x_i$ , угла выхода  $\theta_i$  электронов в количестве  $\eta_i$  и с энергией  $E_i$ .

ной диффузии  $x_0$ . Полная глубина пробега первичных электронов  $R_0$  задается выражением:

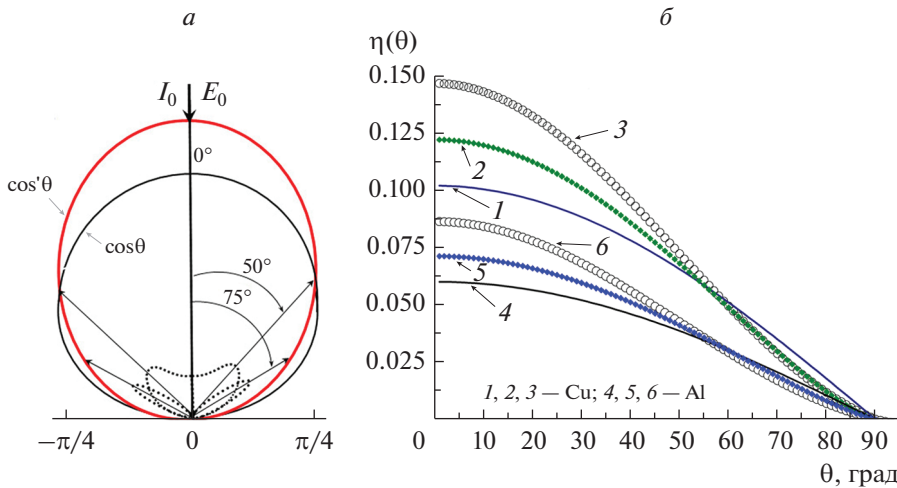
$$R_0 [\text{нм}] = \frac{27.6AE_0^{1.67}}{\rho Z^{0.89}}, \quad (1)$$

где  $E_0$  [кэВ] – энергия первичных электронов,  $\rho$  [ $\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$ ] – плотность материала мишени,  $A$  и  $Z$  – его атомный вес и атомный номер. В принципе,  $R_0$  характеризует длину пробега электрона Бете  $S_B$  вдоль всей траектории его движения.

В данной модели принято, что первичный электрон движется до глубины  $x_p$  по прямой, испытывая только малоугловые отклонения. Достигая глубины  $x_p$ , электроны диффундируют изотропно во всех направлениях. Часть из них после упругого резерфордского рассеяния отклоняется на угол  $>\pi/2$  и движется в обратную сторону к поверхности мишени, испытывая кратное число упругих и неупругих соударений и теряя свою энергию. Быстрое изменение числа ОРЭ с глубиной происходит на фоне более медленной потери энергии электронов, что видно из дальнейшего изложения. Коэффициент ОРЭ  $\eta$  описывается формулой [16]:

$$\eta(Z) = \exp\{-6.24/Z^{0.5}\}. \quad (2)$$

Принято считать, что ОРЭ состоит из двух групп электронов [17–21]. Их первая часть проникает на глубину  $x \leq x_p$  и после однократного упругого рассеяния выходит из относительно тонкого приповерхностного слоя, потеряв сравнительно небольшую часть своей энергии. Эти электроны показаны на полярной диаграмме рис. 2а штриховыми кривыми. Их доля возрастает с ростом угла



**Рис. 2.** *a* – Полярная диаграмма распределения ОРЭ по углам выхода  $\theta$ . Штриховые кривые соответствуют однократному рассеянию. *б* – Угловое распределение ОРЭ для мишени из Cu (1, 2, 3) и Al (4, 5, 6), рассчитанные по соотношениям закона Ламберта ( $\cos\theta$ ) – график 1; 4 – по закону  $(\cos\theta)^k$  и по новому соотношению (4).

выхода  $\theta$ . К сожалению, нет единого мнения о соотношении вкладов каждой группы ОРЭ, поэтому в настоящей работе мы будем рассматривать единый интегральный по всем энергиям электронов и дифференциальный по углу выхода коэффициент

$$\frac{\eta(\theta)}{\eta_0} = \frac{1}{\eta_0} \int_0^E \eta(\theta, E) dE, \quad (3)$$

где  $\eta(\theta, E) d\Omega dE$  – поток ОРЭ в телесном угле  $d\Omega$  с энергиями в интервале  $dE$ ,  $\eta(\theta)$  – поток ОРЭ в единичном телесном угле вблизи угла  $\theta$ ,  $\eta_0$  – полный коэффициент ОРЭ, который при единичном падающем потоке дается выражением  $\eta_0 = \int d\Omega \frac{d\eta(\theta)}{d\Omega} = \int d\Omega \int_0^E \eta(\theta, E) dE$ , где интегрирование ведется по всем углам выхода электронов.

Зависимость потока ОРЭ от угла выхода  $\theta$  обычно описывается классическим законом Ламберта [1, 2], который в наших обозначениях имеет вид  $\frac{\eta(\theta)}{\eta_0} \equiv \frac{1}{\eta_0} \frac{dF(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{\pi} \cos\theta$ , где  $F(\theta)$  – поток ОРЭ, проинтегрированный по всем углам выхода от 0 до  $2\pi$  по азимутальному углу и от 0 до  $\theta$  – по полярному углу  $F(\theta) = 2\pi \int_0^\theta \eta(\theta) \sin\theta d\theta$ .

Таким образом, отношение интегрального по энергиям к полному коэффициенту ОРЭ по закону Ламберта описывается косинусным распределением. Но если учесть, что в зависимости от угла  $\theta$  происходит перераспределение доли однократно

и многократно рассеянных ОРЭ (см. рис. 2*a*), то соотношение (3) приобретает следующий вид [23]:

$$\frac{\eta(\theta)}{\eta_0} = \frac{\cos\theta}{2\pi} \left( 1 + \frac{3}{2} \cos\theta \right). \quad (4)$$

Оба распределения: Ламберта и распределение ОРЭ по углам (4) нормированы на 1. Хорошим приближением распределения ОРЭ по углам выхода является выражение:  $\eta(\theta)/\eta_0 = 2(\cos\theta/\pi)^k$ , где коэффициент  $k$  определяется из равенства приведенного соотношения формуле (4) при углах  $\theta$ , где значения  $\eta(\theta)$  по распределению  $\cos\theta$  равны значениям  $\eta(\theta)$  по формуле (4) (см. рис. 2*a*). Так, для Cu имеем  $\theta = 50^\circ$  и, отсюда,  $k_{Cu} = 1.425$ .

Формула (4) получена при моделировании потерь энергии электронами по закону Бете, а сечение рассеяния брали по Мотту. Кинетическое уравнение, записанное в приближении непрерывного замедления, расщеплялось на два связанных между собой уравнения. Первое описывает входящий в вещество поток электронов и его изотропизацию по направлениям по мере углубления в вещество. Процесс изотропизации входящего потока создает источник для второго кинетического уравнения, для которого становится возможным применение диффузионного приближения. Граничные условия для этого уравнения были получены в  $P_1$ -приближении метода разложения по сферическим функциям. Эти граничные условия и привели к формуле (4). При этом учитывались доли однократно и многократно рассеянных потоков ОРЭ [23].

Эта очень существенная коррекция закона Ламберта, вводимая нами впервые в анализ закономерностей ОРЭ (см. рис. 2*б*), позволила объяснить многие экспериментальные результаты и устано-

вить более адекватную связь между искомыми параметрами ОРЭ: углом выхода  $\theta$ , средней энергией  $\langle E \rangle$ , глубиной выхода ОРЭ  $x(\theta)$  и числом ОРЭ  $\eta(x, \theta, \langle E \rangle)$ . Эта связь является краеугольным фактором в решении задачи 3D микротомографии.

С другой стороны, связь между интегральным коэффициентом  $\eta$  и глубиной выхода ОРЭ  $x$  устанавливается следующим выражением [24–27]:

$$\frac{\eta(x)}{\eta_0} = B \left[ 1 - \exp \left( -A \left( \frac{x/R}{1-x/R} \right)^p \right) \right], \quad (5)$$

где параметры  $A$  и  $p$  характеризуют материал мишени, а  $B$  находится из граничных условий:  $\eta(x) = 0$  при  $x = 0$  и  $\eta(x) = \eta_0$  при  $x = x_p$ .

Нами получено эмпирическое выражение для параметра  $p$ , хорошо удовлетворяющее экспериментальным данным, приведенным в работе [27]:

$$p = \left[ \exp \left( \frac{6.238}{Z^{0.5}} \right) \right]^{-0.333} E_0^{0.015}, \quad (6)$$

где  $E_0$  – нормированное на 1 кэВ значение энергии первичных электронов. Что касается параметра  $A$ , то он определяется из выражения для наиболее вероятной глубины отражения  $x_p$ , а именно:  $A = \left( \frac{x_p}{R} \right)^{-p}$ , где

$$\frac{x_p}{R} = 0.492 \exp[-0.022(Z + 2)]. \quad (7)$$

Из выражений (3) и (5) следует важное соотношение:

$$\cos \theta = B \left[ 1 - \exp \left( -A \left( \frac{x/R}{1-x/R} \right)^p \right) \right], \quad (8)$$

связывающее глубину  $x$  выхода ОРЭ с углом выхода  $\theta$  для исследуемой мишени при данном  $R = f(E_0)$ , определяемом по формуле (1).

Введем обозначения:  $y' = x/R$ ;  $y = (x/R)/(1-x/R)$ ;  $1 - \exp(-A(y)')^p = \alpha$ , и тогда, с учетом поправки (4), получаем  $0.5 \cos \theta (1 + 1.5 \cos \theta) = B\alpha$ , или окончательно:

$$\cos \theta = \left( \frac{-1 + \sqrt{1 + 15\alpha B}}{3} \right). \quad (9)$$

Примем теперь во внимание, что средняя энергия ОРЭ  $\langle E \rangle$  должна соответствовать среднему углу выхода  $\theta$  [28–30]. Усредненную по всем углам  $\theta$  среднюю энергию ОРЭ  $\langle E \rangle$  и ее максимальное значение  $E_m$  можно оценить по формулам [31]:

$$\begin{aligned} \langle E \rangle / E_0 &= 1.09 (1 - Z^{-0.3}); \\ E_m / E_0 &= 1.45 (1 - Z^{-0.25}), \end{aligned} \quad (10)$$

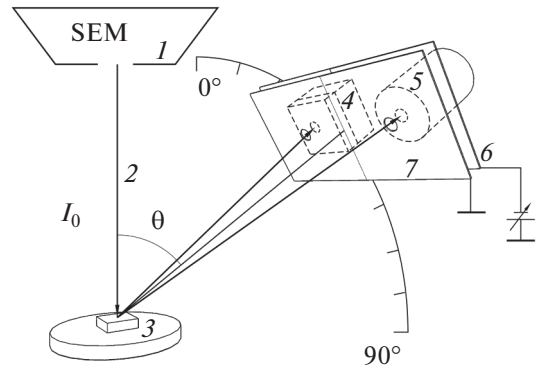


Рис. 3. Схема экспериментального устройства для измерения зависимости средней энергии ОРЭ от функции угла детектирования.

что дает, например, для Cu  $\langle E \rangle / E_0 = 0.693$ ;  $E_m / E_0 = 0.825$ , и для Al:  $\langle E \rangle / E_0 = 0.585$ ;  $E_m / E_0 = 0.7$ .

С другой стороны, по модели Канава–Окава [14, 15] средняя энергия ОРЭ вычисляется по формуле:

$$\langle E \rangle / E_0 = \left[ 1 - y \left( 1 + \frac{1}{\cos \theta} \right) \right]^{1/n}, \quad (11)$$

где показатель  $n = 2.44 (Z/A)^{0.5}$  [21].

Сравним теперь среднюю энергию  $\langle E \rangle / E_0 = f(\theta, y)$ , рассчитанную по формуле (11) и методом моделирования Монте-Карло, с экспериментальными результатами. Эксперименты проводились в СЭМ с помощью устройства, показанного на рис. 3.

Электронный зонд 2 с величиной тока  $I_0$ , сформированный СЭМ 1, облучает поверхность образца 3. ОРЭ детектируются двумя датчиками, укрепленными на турели, позволяющими проводить измерения двух сигналов в диапазоне углов  $\theta$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ . Первый сигнал  $I_s$  регистрируется планарным рип-диодом 4, а второй сигнал  $I_F$  снимается цилиндром Фарадея 5 и регистрирует ток ОРЭ. Перед датчиками расположены пластины 6 и 7 с малыми отверстиями, определяющими телесный угол детектирования ОРЭ. Пластина 7 заземлена, а на пластину 6 подается отрицательный потенциал для подавления третичных электронов из цилиндра Фарадея и рассеянных в камере СЭМ электронов. Одновременно такой коллиматор снижает паразитное влияние неизбежной оптической подсветки от сцинтиллятора стандартного детектора электронов Торнли–Эверхардта и всех переотраженных в камере СЭМ ОРЭ. Эксперименты показывают, что указанные паразитные эффекты могут сильно влиять на результаты прецизионных измерений обоих детектируемых сигналов:  $I_s$  и  $I_F$ . Пренебрежение указанными сопутствующими

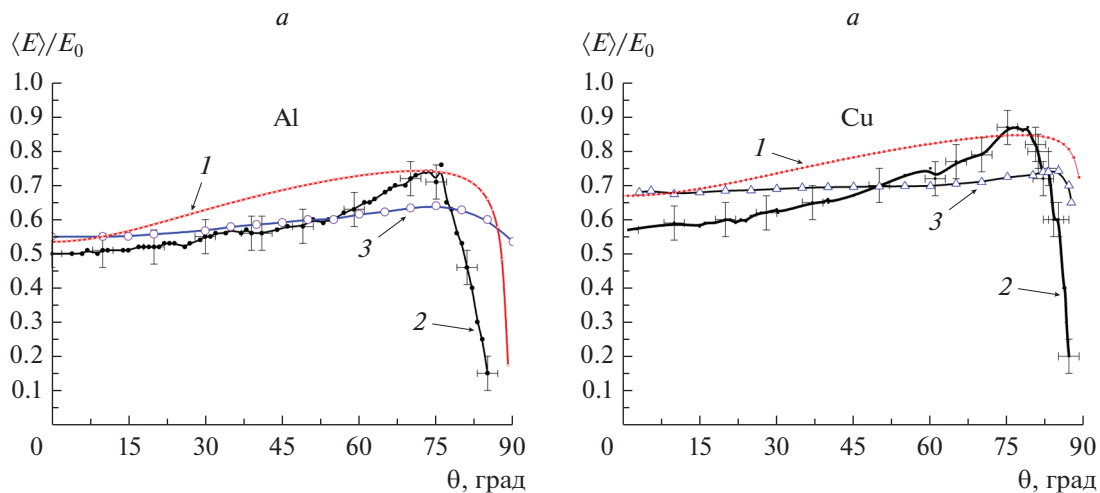


Рис. 4. Зависимости средней энергии ОРЭ от угла выхода для массивной мишени из Al (а) и Cu (б). 1 – расчет по формуле (12); 2 – экспериментальное измерение; 3 – результаты моделирования методом Монте-Карло.

шими факторами приводит к ошибкам измерений величины  $\frac{\langle E \rangle}{E_0}$ .

Расчет средней энергии  $\langle E \rangle$  ОРЭ от данного образца проводили по формуле:

$$I_s = \frac{I_0 \eta_s \Omega}{E_i} \langle E \rangle (\theta) \left[ 1 - \frac{\langle E_{si} \rangle}{\langle E \rangle (\theta)} \right] \times \left[ 1 - \left( \frac{d}{0.32 R_{Si} (\langle E \rangle, \theta)} \right)^{0.6} \right] C, \quad (12)$$

где  $I_0 \eta_s \Omega = I_F$ ,  $\Omega$  – телесный угол сбора ОРЭ,  $I_0$  – ток электронного зонда,  $\eta_s$  – коэффициент отражения электронов от материала мишени (образца). Выражение в первой скобке равно средней энергии отраженных электронов от Si-диода при падении на него потока ОРЭ со средней энергией  $\langle E \rangle$ , т.е. это потери в сигнале  $I_s$  за счет отражения от детектора ОРЭ. Второй множитель в квадратных скобках в (12) учитывает потери потока ОРЭ вследствие их поглощения в “мертвом” лицевом слое Si-pin-детектора толщиной  $d$  (см. рис. 1), а коэффициент эффективности детектора  $C$  определяется индивидуально при калибровке детектора с помощью моноэнергетического пучка электронов (первичных электронов) [7]. Входящее в (12) значение  $R$  определяется по формуле (1), но с заменой  $R_0$  на  $R = f(\langle E \rangle, \theta)$  для материала детектора Si.

Результаты расчетов  $\frac{\langle E \rangle}{E_0}$  по соотношению (12) для мишеней из Cu и Al, приведены на рис. 4а, 4б. Там же представлены результаты моделирования методом Монте-Карло, а также расчетные харак-

теристики, полученные в настоящей работе по соотношениям (8), (9) и (11). Для вычислений методом Монте-Карло был применен алгоритм, основанный на разыгрывании свободного пробега между актами взаимодействия с веществом по функции потерь энергии, вычисленной в диэлектрическом формализме Эшли [32], с угловым рассеянием по Мотту. Это позволяет учесть разброс пробегов электронов, в отличие от методов Монте-Карло, в которых разыгрываются длины свободных пробегов между упругими столкновениями, а потери энергии на этих отрезках траектории вычисляются по Бете.

Все графики качественно совпадают, а некоторые расхождения связаны с ошибками экспериментальных измерений (около 10%), а также с допущенными приближениями в расчетах. В частности, не учитывались вклады каждой из групп ОРЭ в величину сигнала (однократное и многократное рассеяние), а также отклонения первичных электронов от прямолинейной траектории при прямом движении до глубины обратного отражения  $x_p$ .

Представляет большой научный и практический интерес зависимость глубины выхода ОРЭ

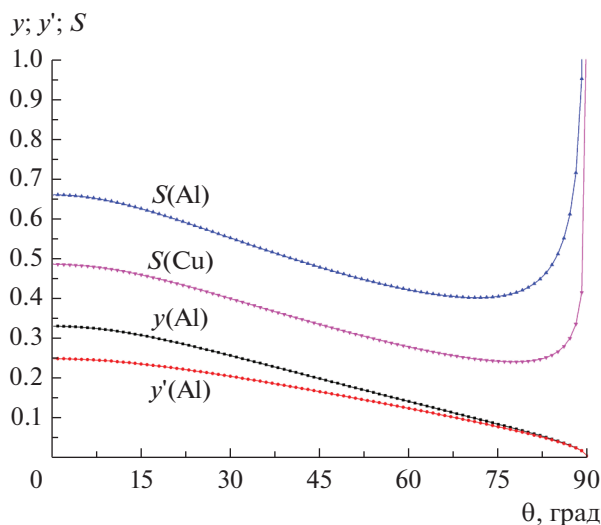
$$y' = \frac{x}{R},$$

$$y = \frac{y'}{1 - y'}$$

и полного пробега ОРЭ по прямой и обратной траекториям  $S = y \left( 1 + \frac{1}{\cos \theta} \right)$  от угла детектирования  $\theta$ . Эти зависимости приведены на рис. 5 для мишеней из Cu.

Их сопоставление с рис. 1 подтверждает тот факт, что для каждого материала существует оптимальный угол детектирования  $\theta_{opt}$ , где полный





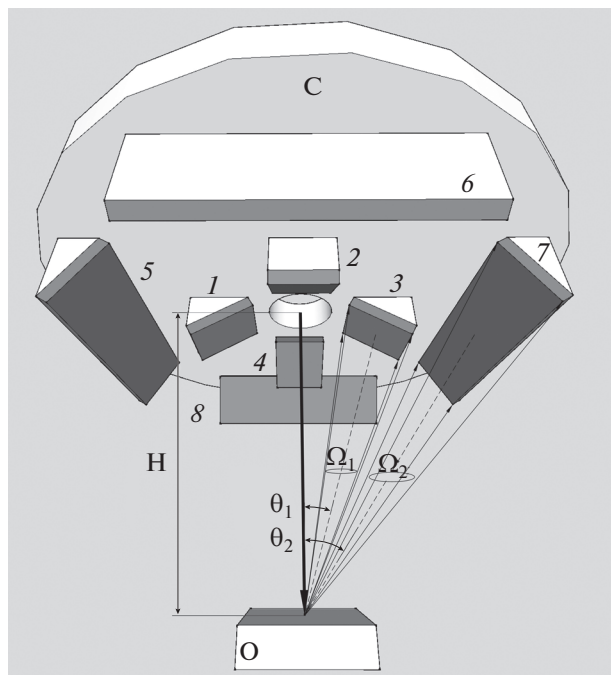
**Рис. 5.** Зависимости относительной глубины отражения ОРЭ  $y' = x/R$ , длины пробега ОРЭ до отражения  $y = y'/1 - y'$  и полного пути ОРЭ на прямой и обратной траекториях движения  $S$  для мишеней из Al и Cu.

пробег  $S_{opt}$  минимален. Этим значениям соответствуют максимумы на границах зависимостей  $\frac{\langle E \rangle}{E_0} = f(\theta)$ , представленных на рис. 4. Уменьше-

ние значений  $\frac{\langle E \rangle}{E_0}$  при углах  $\theta > \theta_{opt}$  (для Cu это  $\theta_{opt} \approx 75^\circ - 80^\circ$ ) связано либо с увеличением длины пробега  $S$  при этих углах, либо с влиянием контактного слоя из углеводородной пленки на поверхности образца. Этот слой  $\text{C}_2\text{H}_5$  толщиной  $d$  представлен условно на рис. 1. Его влияние может сильно сказываться на ОРЭ, выходящих из тонкого приповерхностного слоя под большими углами выхода  $\theta$ . Полагаем, что этот спорный момент следовало бы изучить более досконально.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На основе установленных выше закономерностей нами была разработана новая детекторная система ОРЭ для СЭМ, показанная на рис. 6 [33]. Внутренние пластины (1–4) наклонены в плоскости детекторной сборки на угол  $30^\circ$ , а внешние пластины (5–8) наклонены под углом  $60^\circ$ . Телесные углы сбора каждого детектора  $\Omega_1$  приблизительно равны телесным углам  $\Omega_2$  внешних детекторов, с учетом убывания числа ОРЭ по закону  $\cos\theta$ . При указанной конфигурации пластин детекторной системы следует ожидать, что сигналы с детекторов будут соответствовать преимущественно топологическим свойствам исследуемого объекта, в частности, наклонам участков поверхности (3D-топография), или материалному составу подповерхностных слоев структуры (3D-то-



**Рис. 6.** Конфигурация разработанной детекторной системы ОРЭ для СЭМ. О – образец, С – платформа детекторной сборки, Н – рабочее расстояние, 1–8 – пластины Si-pin-диодов.

мография). Искажения контраста изображений, вызванные аппаратными характеристиками детекторных Si-пластин, почти полностью устраняются. Дополнительно следовало бы установить не 8 детекторных пластин, по 4 вдоль каждого направления, а 16 или даже 32, но это технически сложная задача. Однако даже в предложенном варианте имеются большие преимущества в эффективности получения различных типов контрастов по сравнению с уже известными решениями. Действительно, при детектировании разности сигналов с крайних пластин (см. Д5–Д7 или Д6–Д8 на рис. 6) получаем необходимую информацию о 3D-топографии поверхности. При детектировании суммы сигналов с внутренних пластин (Д1 + Д3 или Д2 + Д4 на рис. 6) доминирует информация о материальном Z-контрасте. С другой стороны, если детектировать ОРЭ в суммарном сигнале внутренними пластинами, то это будет регистрация тех ОРЭ, которые вышли с более глубоких слоев образца, а если детектировать в суммарном сигнале ОРЭ внешними пластинами, то будут регистрироваться преимущественно электроны, вышедшие из более приповерхностных слоев. В первом случае получим изображение подповерхностной структуры, во втором – материалный состав (а не топографию) поверхностной структуры. Включив в эксперименты еще и дополнительные возможности, предоставляемые вариацией энергии первичных электронов  $E_0$ , т.е. различием в глубинах от-

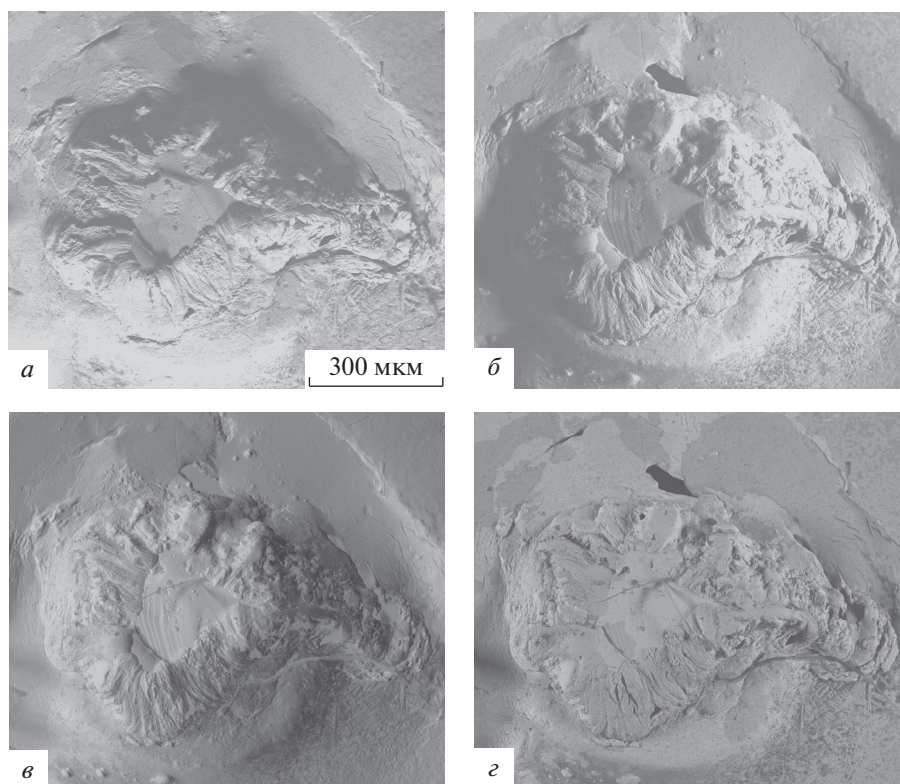


Рис. 7. Топография поверхности микрократера, снятая при различных сочетаниях сигналов с отдельных пластин.

ражения, получаем довольно полную картину как о рельефе поверхности (топография), так и о подповерхностных слоях (томография) сложных по композиционному составу образцов.

Эффективность предложенного детекторного устройства ОРЭ для СЭМ иллюстрируется изображениями на рис. 7–9. На рис. 7 представлены снимки кратера, образованного при импульсном воздействии мощного пучка электронов на сплав медь–олово. На снимке (а), снятом детектором 8, и (б), снятом детектором 7, отчетливо проявляется эффект теней, т.е. “подсветки” со стороны детекторов, расположенных под углом  $\theta = 60^\circ$ . Снимок (в) получен при вычитании сигналов с детекторов 5 и 7, а снимок (г) – при суммировании сигналов с детекторов 5 и 7. В разностном сигнале отчетливо проявляется топографические детали образца, а в суммарном – композиционный (материальный) контраст. Как показали наши исследования по трехмерной реконструкции поверхностного рельефа образца, чувствительность нового детекторного устройства к наклону поверхности в два раза выше, чем у стандартного 4-х квадрантного детектора СЭМ.

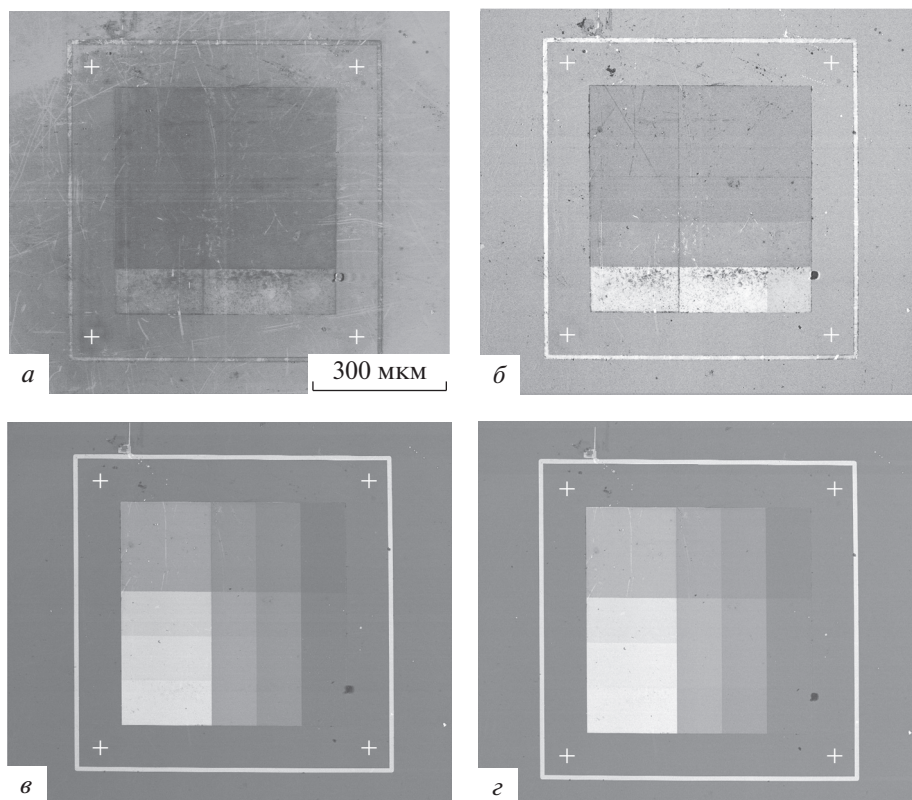
На рис. 8 представлены снимки планарной тестовой тонкопленочной структуры, состоящей из 4-х полосок из Ni-пленок с толщинами 5, 20, 40, 100 нм соответственно, напыленных на Si-под-

ложку. Перпендикулярно к Ni-полоскам последовательно напылялись полосовые пленки Al с толщинами 10, 40, 80, 200 нм соответственно. В результате получилась многослойная пленочная структура с различными толщинами отдельных квадратов Ni, скрытых по глубине отдельными квадратами Al. Из представленных изображений, снятых при различных ускоряющих напряжениях СЭМ при двух фиксированных углах детектирования ( $30^\circ$  и  $60^\circ$ ), видно, что при вариации энергии  $E_0$  и углов детектирования  $\theta$  получается контраст, где доминируют вклады от того или иного участка многослойного образца. Этот результат дает предпосылки для трехмерной микротомографии подповерхностной микроструктуры в ОРЭ. Прямым перебором снимков с разными  $E_0$  и  $\theta$  не удастся в чистом виде выделить селективно отдельные фрагменты структуры, а лишь качественно зафиксировать возможность

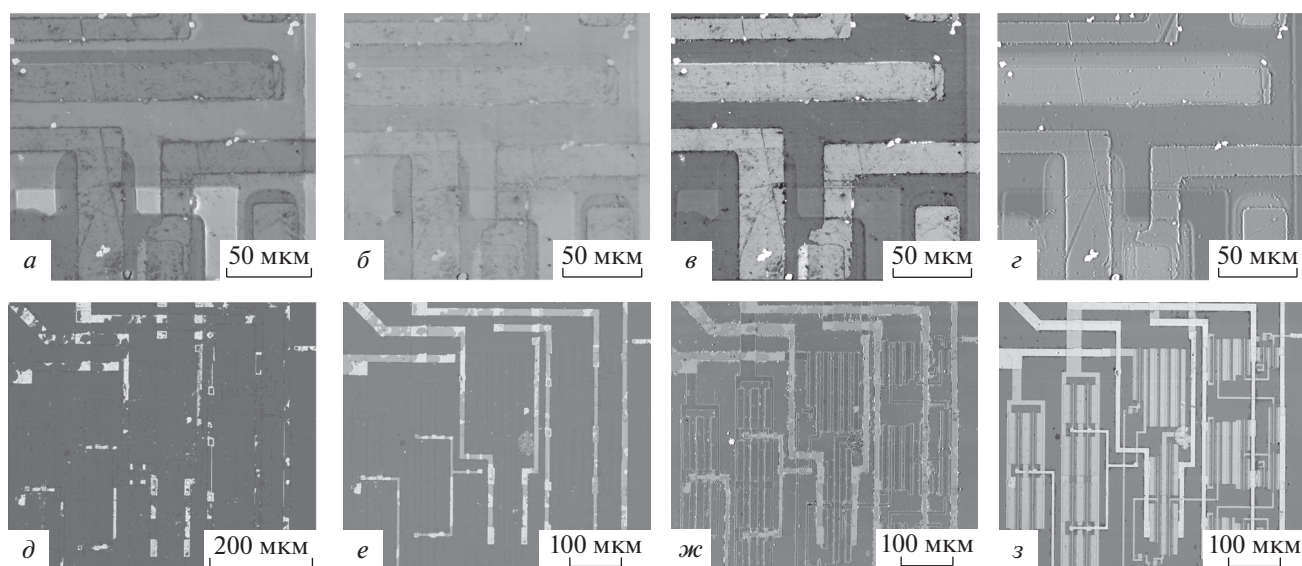
3D-визуализации, но после применения необходимого математического алгоритма. Работы в этом перспективном направлении нами в настоящее время ведутся.

Даже без трехмерной программы реконструкции предложенное решение – одновременное использование оптимальных параметров  $E_0$  и  $\theta$  – дает удовлетворительные качественные результаты по мониторингу подповерхностных деталей микро-





**Рис. 8.** Изображения многослойной тестовой структуры, состоящей из полосок Ni разной толщины на Si-подложке, покрытых полосками Al разной толщины.



**Рис. 9.** Изображения трехслойной интегральной микросхемы, снятые при различных ускоряющих напряжениях СЭМ и при различных углах детектирования.

структур с объемной архитектурой. Так, например, на рис. 9 приводятся снимки фрагментов интегральной микросхемы, выполненной по планарной многуровневой технологии, т.е. многослойной микросхемы.

Для упрощения расшифровки снимков обозначим использованные в данном случае детекторы (на рис. 7) через А – детектор 5 ( $\theta = 60^\circ$ ), В – детектор 1 ( $\theta = 30^\circ$ ), С – детектор 3 ( $\theta = 30^\circ$ ), D – детектор 7 ( $\theta = 60^\circ$ ). Снимки получены при следующей ком-



бинации сигналов  $I_s$  с этих детекторов: (а) – сигнал  $[(B + C) - (A + D)]$ , (б) –  $[(A + D) - (B + C)]$ , (в) –  $(B + C)$ , (г) –  $(A + D)$ . Снимок (а) дает интегральный контраст как от состава, так и топографии, в то время как снимок (б) – только от состава, снимок (в) – преимущественно от состава поверхностного слоя металлизационных дорожек, (г) – от строения заглубленного слоя, но с фоном от поверхностных фрагментов. На другом участке микросхемы снимки получены в следующем сочетании: (д) –  $(A + B + C + D)$ , (е) –  $[(B + C) - (A + D)]$ , (ж) –  $[(A + D) - (B + C)]$ , (з) –  $[(B + C) - (A + D)]$ . На этих снимках видна структура отдельных слоев последовательно от поверхности (снимок д), далее последовательно по глубине – снимки (е), (ж), (з).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперименты с обратно-рассеянными электронами в СЭМ выявили существенное влияние конфигурации применяемых детекторов и их аппаратной функции (функции отклика) на получаемый контраст изображений. Чтобы отображать поверхностный рельеф или материальный контраст (Z-контраст) в чистом виде, т.е. зависящий только от структуры образца, необходимо учитывать влияние аппаратной функции и минимизировать ее влияние на результаты экспериментов. Это требование осуществляется при определенных форме, положении и размерах отдельных полупроводниковых пластин детекторной сборки. Для учета этих факторов предварительно проведен теоретический анализ угловых и энергетических характеристик ОРЭ. Учет их особенностей позволил разработать новую конфигурацию составляющих пластин детектора, что способствует более точно и эффективно осуществлять визуализацию 3D-топографии поверхности и 3D-томографию подповерхностной микроструктуры в СЭМ.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Goldstein J., Newbury D., Echlin P. et al. // Scanning electron microscopy and X-ray microanalysis. N.Y.: Plenum Press, 1981.
- Reimer L. Scanning electron microscopy. Physics of image formation and microanalysis. Berlin: Springer, 2010.
- Timishi F., Inoue N. // Ultramicroscopy. 2018. V. 186. P. 82.
- Otsuka T., Nakamura M., Yamashita K. et al. // E-J. Sci. Nanotech. 2014. V. 12. P. 279.
- Müllerova I., Konvalina I., Frank L. // Mater. Transact. 2007. V. 48. P. 940.
- Зайцев С.В., Купреенко С.Ю., Лукьянов А.Е., Рау Э.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. № 9. С. 1077; Zaitsev S.V., Kupreenko S.Y., Luk'yanov A.E., Rau E.I. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. № 9. P. 839.
- Гостев А.В., Дицман С.А., Забродский В.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 11. С. 1539; Gostev A.V., Ditsman S.A., Zabrodsky V.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2008. V. 72. № 11. P. 1456.
- Зайцев С.В., Купреенко С.Ю., Рау Э.И. и др. // ПТЭ. 2015. № 6. С. 51; Zaitsev S.V., Kupreenko S.Yu., Luk'yanov A.E. et al. // Instr. Exp. Techn. 2015. V. 58. P. 757.
- Гостев А.В., Дицман С.А., Лукьянов Ф.А. и др. // ПТЭ. 2010. № 4. С. 124; Gostev A.V., Ditsman S.A., Luk'yanov F.A. et al. // Instr. Exp. Techn. 2010. V. 53. P. 581.
- Rau E.I., Robinson V.N.E. // Scanning. 1996. V. 18. P. 556.
- Niedrig H., Rau E.I. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 1998. V. 142. P. 523.
- Гостев А.В., Орликовский Н.А., Рау Э.И., Трубицын А.А. // Журн. техн. физики. 2013. Т. 83. С. 140; Gostev A.V., Orlikovskii N.A., Rau E.I., Trubitsin A.A. // Exp. Instr. Techn. 2013. V. 58. P.447.
- Boughorbel F., Kooyman C., Lich B.H., Bosch E.G. SEM imaging method. US Patent № 8232523 B2, cl. G01N23/00, G21K7/00. 2012.
- Kanaya K., Okayama J. // J. Phys. D. 1972. V. 5. P. 43.
- Kanaya K., Ono S. // J. Phys. D. 1978. V. 11. P. 1495.
- Arnal F., Verdier P., Vincensini P. // Compt. Rend. Acad. Sci. Paris. 1969. V. 268. P. 1526.
- Niedrig H. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. R15.
- Murata K., Yasuda M., Kawata H. // Scan. Microscopy. 1992. V. 6. P. 943.
- Мухеев Н.Н., Степович М.А., Петров В.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 1995. Т. 59. С. 144.
- Афонин В.П., Лебедев В.И. Метод Монте-Карло в рентгеноспектральном микроанализе. Новосибирск: Наука, 1989. 110 с.
- Афанасьев В.П., Лубенченко А.В., Федорович С.В. и др. // Журн. техн. физики. 2002. Т. 72. № 11. С. 100.
- Смоляр В.А., Маглеванный И.И. // Поверхность. Физ., хим., механ. 1995. Т. 5. С. 40.
- Smolar V.A. // Vacuum. 1994. V. 45. P. 609.
- Neubert G., Rogaschewski S. // J. Phys. D. 1984. V. 17. P. 2439.
- Cosslett V.E., Thomas R.N. // Brit. J. Appl. Phys. 1965. V. 16. P. 779.
- Staub P.E. // J. Phys. D. 1994. V. 27. P. 1533.
- Fitting H.J. // J. Electr. Rel. Phenom. 2004. V. 36. P. 265.
- Рау Э.И., Дицман С.А., Зайцев С.В. и др. // Изв. РАН Сер. физ. 2013. Т. 77. № 8. С. 1050; Rau E.I., Ditsman S.A., Zaitsev S.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. № 8. P. 951.
- Werner U., Bethge H., Heydenreich K. // Ultramicroscopy. 1982. V. 8. P. 417.
- Klein P., Andrae M., Rohrbacher K., Wernisch J. // Scanning. 1996. V. 18. P. 417.
- Гостев А.В., Дицман С.А., Дюков В.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 7. С. 1010; Gostev A.V., Ditsman S.A., Dyukov V.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. № 7. P. 969.
- Ashley J. C. // J. Electron Spectrosc. Rel. Phenom. 1990. V. 50. P. 323.
- Rau E.I., Karaulov V.Yu., Zaitsev S.V. // Rev. Sci. Instr. 2019. V. 90. Art. № 023701.