

Эффект увеличения коэффициента обратно рассеянных электронов на многослойных наноструктурах и инверсия контраста изображений в сканирующей электронной микроскопии

Э.И. Рау, С.В. Зайцев

Обсуждены причины увеличения коэффициента обратно рассеянных электронов (ОРЭ) на многослойных плёночных наноструктурах при их исследовании в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ). Рассмотрены условия возникновения инверсии контраста их изображений. Впервые получено полное аналитическое выражение для сигнала, детектируемого в режиме ОРЭ в СЭМ, для многослойных наноструктур. Решение прямой и обратной задач, связывающих величины сигнала с композицией трёхмерного образца в зависимости от энергии зондирующих электронов, позволяет определять толщины и глубины залегания нанообъектов в массиве матрицы с большим пространственным разрешением. Основные расчёты в предлагаемой работе проведены по уточнённым эмпирическим формулам, соответствующим экспериментальным данным авторов или приведённым в цитированной литературе.

Ключевые слова: сканирующая электронная микроскопия, обратно рассеянные электроны, многослойные тонкоплёночные структуры, контраст изображений

PACS numbers: 68.37. – d, 68.37.Hk

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.01.039838>

Содержание

1. Введение (425).
 2. Обнаружение эффекта увеличения коэффициента обратно рассеянных электронов на плёночных многослойных наноструктурах (426).
 3. Расчёт сигнала I_S с полупроводниковых детекторов для многослойных плёночных наноструктур (427).
 4. Обсуждение результатов (429).
 5. Заключение (430).
- Список литературы (431).

1. Введение

В связи с бурным развитием нанотехнологий в последние десятилетия всё большую популярность приобретает

сканирующая электронная микроскопия как средство контроля и диагностики изделий трёхмерных наноструктур.

Этому способствуют такие достоинства сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), как высокое пространственное разрешение (до единиц нанометров), большая информационная глубина, равная по порядку величины глубине пробега первичных электронов в массивной мишени (до единиц микрометров при энергиях первичных электронов в десятки кэВ) [1, 2]. Широкий спектр детектируемых сигналов, например, в режимах вторичной электронной эмиссии, обратно рассеянных электронов (ОРЭ), рентгеноспектрального микроанализа, катодоллюминесценции, электронно-индуцированного тока делает СЭМ незаменимым и эффективным инструментом получения уникальной информации о строении, составе и свойствах новых материалов и приборов.

Одной из приоритетных задач в нанотехнологической индустрии, в том числе в области микро- и нанoeлектроники является исследование и контроль качества субмикронных многослойных изделий, в частности определение толщин локальных наноплёнок на массивных подложках. В целом эта задача довольно успешно решена при детектировании сигнала ОРЭ в СЭМ [3–6], но только применительно к одной плёнке на подложке. Достоинством данного метода является то, что он позволяет наряду с

Э.И. Рау^(*), С.В. Зайцев^(**)

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет,
Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: ^(*)rau@phys.msu.ru, ^(**)zai336@mail.ru

Статья поступила 7 июня 2024 г.,
после доработки 5 декабря 2024 г.

визуализацией объекта неразрушающим способом определять локальные толщины оптически непрозрачных плёнок с субмикронным латеральным разрешением.

Заметный вклад в решение прямой и обратной задач анализа сигнала ОРЭ от плёночных структур внесли работы [7, 8]. Последовательное улучшение методики и уточнение расчётных формул для определения толщин плёнок на подложках в СЭМ проведено в работах [9–11].

Что касается измерений толщин и глубин залегания отдельных приповерхностных деталей, например подповерхностных локальных плёнок в многослойных структурах, то опубликованы лишь единичные работы в этом направлении [12–16]. Решение как прямой, так и обратной задачи намного сложнее, чем в рассмотренном выше случае структуры "плёнка на подложке".

В настоящей работе впервые указанные задачи решены полностью и выведены соответствующие соотношения между величиной детектируемого сигнала и параметрами трёхмерной наноструктуры. При этом использован алгоритм расчёта, предложенный в [14], и уточнённые формулы из работы [15]. Представляет также определённый интерес и практическую значимость явление инверсии контраста изображений многослойных наноструктур. Инверсия контраста в СЭМ в режиме детектирования ОРЭ обращает на себя внимание уже довольно длительное время [17–21], но до сих пор не было завершённого объяснения её возникновения. Так, в более ранних работах [17, 18] не приводятся аналитические выражения для сигнала I_S , а лишь данные экспериментальных измерений, причём не указана роль аппаратной функции детекторов ОРЭ. В [19], наоборот, предполагается, что геометрия эксперимента и аппаратная функция играют основную роль в появлении инверсии контраста изображений многослойных тонкоплёночных структур. В [21] для объяснения инверсии привлекают расчёты сигнала методом Монте-Карло, но тоже нет наглядного физико-математического описания и расчётных формул для сигнала I_S , без которых затруднительна интерпретация результатов. В настоящей работе данной проблеме уделено должное внимание и проведены корректные расчёты контраста изображений, хорошо согласующиеся с экспериментами.

Другим методом в этой области исследований может выступать нанотомография в рентгеновской микроскопии. Он реализуется либо в СЭМ [22], либо на установках с использованием сфокусированного синхротронного излучения (СИ) [23]. В последнем случае достигается пространственное разрешение, сопоставимое с разрешением в режиме детектирования ОРЭ в СЭМ. Но его ограничением является то обстоятельство, что только крупные научные центры имеют необходимое оборудование, оснащённое источником СИ для реализации такого режима. В режиме фазового контраста при просвете образца требуется утоньшение подложки. В то время как в СЭМ можно исследовать, например, многоуровневые интегральные микросхемы даже в корпусе с удалённой крышкой. Данное обстоятельство может быть существенным при дефектоскопии и анализе отказов изделий микроэлектроники. Количественные характеристики трёхмерных наноструктур позволяет получать также и метод стоячих рентгеновских волн [24, 25], но он мало распространён, так как реализуется только на специализированных лабораторных установках. В отличие от рентгеновских, предлагаемый в настоящей работе метод является общедоступным и реализуемым на широко распространённых серийных приборах — СЭМ.

2. Обнаружение эффекта увеличения коэффициента обратно рассеянных электронов на плёночных многослойных наноструктурах

Эксперименты проводились на СЭМ LEO1455 (Zeiss, Germany) и Quanta (FEI, USA, Netherland) с коммерческими стандартными кремниевыми детекторами.

Объектом исследования была слоистая структура из наноплёнок с калиброванными значениями толщин. Чертеж наноструктуры представлен на рис. 1. Она состоит из массивной кремниевой подложки 5, на которую методом термического напыления нанесены две плёнки золота (толщиной $d_1 = 10,8$ нм, $d_2 = 19,9$ нм) (области 1 и 2). Размеры каждой плёнки 200×100 мкм². Сверху эта композиция частично покрыта плёнкой алюминия толщиной 150 нм размером 200×100 мкм². Плёнка алюминия покрывает только четверть каждой плёнки золота (области 3 и 4). Снимки такой слоистой наноструктуры, полученные при трёх энергиях первичных облучающих электронов в режиме детектирования ОРЭ в СЭМ, приводятся на рис. 2.

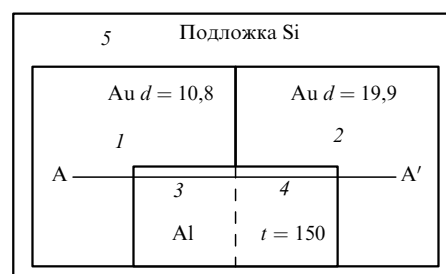


Рис. 1. Композиция структуры, состоящей из Si подложки (область 5) с нанесёнными плёнками Au толщиной $d = 10,8$ нм (области 1, 3) и $d = 19,9$ нм (области 2, 4). Области 3 и 4 покрыты сверху плёнкой Al толщиной $t = 150$ нм размером 200×100 мкм.

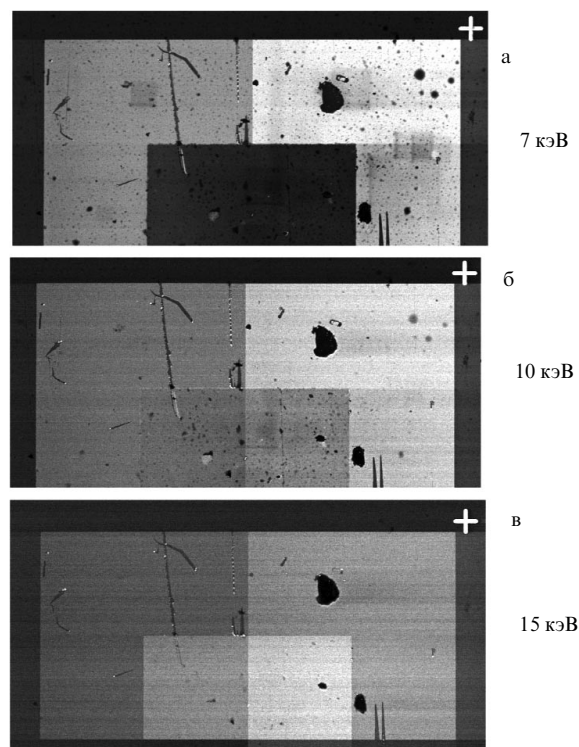


Рис. 2. Изображения приведённой на рис. 1 многослойной наноструктуры при детектировании ОРЭ в СЭМ, полученные при разных энергиях E_B облучающих электронов.

На приведённых снимках проявляется удивительное на первый взгляд явление — изображения скрытых под алюминиевой плёнкой участков Au-плёнок при определённых энергиях E_B становятся более яркими, чем открытые плёнки Au на кремниевой подложке. Так, на рис. 2а при $E_B = 7,0$ кэВ открытые участки Au-плёнок выглядят светлыми, закрытый плёнкой Al квадрат выглядит тёмным, а изображения Au участков под этой плёнкой не видны. При $E_B = 10$ кэВ приповерхностные участки Au-плёнок становятся видимыми, контраст изображений закрытых и открытых участков Au-плёнок почти одинаков, а изображение Al-плёнки исчезает (рис. 2б), и, наконец, при $E_B = 15$ кэВ наблюдается феномен, когда изображение заглублённых участков Au-плёнок, прежде невидимые, становятся ярче, чем открытые участки (рис. 2в). Возникает вопрос: происходит ли такое усиление сигнала I_S за счёт увеличения коэффициента ОРЭ на соответствующих участках структуры и если да, то по каким причинам?

3. Расчёт сигнала I_S с полупроводниковых детекторов для многослойных плёночных наноструктур

Ток ОРЭ с полупроводниковых детекторов I_S представляется в общем виде выражением [1]:

$$I_S = I_B \eta_{sf} \left(\frac{E_{sf}}{E_i} \right) f(\Omega) \left[(1 - \eta_D) \left(1 - \frac{E_{th}}{\varepsilon_{sf} E_{sf}} \right) \right], \quad (1)$$

где η_s — коэффициент ОРЭ от образца, $E_s = \varepsilon_s E_B$ — средняя энергия ОРЭ с коэффициентом ε , E_i — энергия генерации электронно-дырочной пары в материале детектора, Ω — телесный угол сбора ОРЭ данным детектором, $\eta_D = f(E_s)$ — коэффициент ОРЭ от детектора, E_{th} — пороговая энергия детектора, при которой $I_S = 0$, а θ — средний угол отражения электронов.

В основе экспериментальной методики лежит принцип калибровки данного сигнала по шкале серого экрана микроскопа [26–28]. Если состав образца известен, то градация шкалы серого от 0 до 1 производится по минимальному сигналу I_{01} от наиболее лёгкого элемента с атомным номером Z_1 и максимальному сигналу I_{02} от тяжёлого элемента с атомным номером Z_2 . Эти сигналы при одной из выбранных энергий первичных электронов E_B равны для массивных стандартов — образцов Z_1 и Z_2 :

$$I_{01} = [L + C(\eta_1, \varepsilon_1)] F_1, \quad (2)$$

$$I_{02} = [L + C(\eta_2, \varepsilon_2)] F_2,$$

где η , ε , F — соответственно коэффициент ОРЭ для материалов Z_1 и Z_2 , коэффициент их отражённой средней энергии и функция отклика (F) детектора. Массивные образцы-стандарты устанавливаются на предметном столике вместе с исследуемым образцом. Если химический состав и композиция образца изначально не известны, то предварительно проводится рентгеноспектральный микроанализ образца с помощью рентгеновского микроанализатора, которым снабжены все современные СЭМ [13]. Таким образом, по двум уравнениям (2) определяются константы настройки микроскопа: L — уровень сигнала и C — контраст (усиление) сигнала от образца. После определения L и C по сигналам I_S при двух

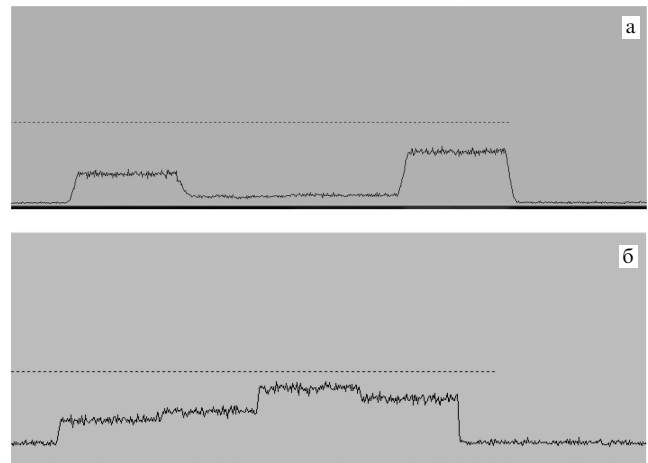


Рис. 3. Сигналы I_S , снятые при линейном сканировании вдоль линии А–А' (рис. 1) при энергии $E_B = 7$ кэВ (а) и 15 кэВ (б).

энергиях первичных электронов E_{B1} и E_{B2} (рис. 3) становится возможным нахождение толщин плёнок d и t [15].

Сигналы I_{S1} и I_{S2} находятся из экспериментальных профилей линейного сканирования образца. Типичные профилограммы приводятся на рис. 3 для энергий $E_B = 7$ и 15 кэВ. На них, как и на изображениях рис. 2, видны эффекты аномального увеличения сигнала и инверсия на двойном слое по отношению к одному слою на подложке.

Коэффициенты η находятся по следующему предлагаемому нами эмпирическому соотношению, отличающемуся от приводимых в работах [29–31] более близкими к экспериментальным [32–34] значениями:

$$\eta_s(Z, E_B) = \exp(-6,4Z^{-0,5}) \left[\frac{1 + \ln(Z/33)^{0,5} (1 + 0,16 \ln E_B^{0,666})}{1 + \ln(Z/33)^{0,5} (1 + 0,16 \ln 10^{0,666})} \right], \quad (3)$$

где энергия E_B нормирована на 1 кэВ, а в знаменателе в квадратных скобках взято значение $E_B = 10$ кэВ. Формула (3) справедлива для элементов $Z > 10$, а для $Z < 10$ следует в числителе брать значения $(1 + 0,08 \ln E_B^{0,333})$, а в знаменателе $(1 + 0,08 \ln 10^{0,333})$. Следующий параметр ε_s в уравнениях (1) и (2) определяется несколько уточнённым выражением из работы [35]:

$$\varepsilon_s = \frac{E_s}{E_B} = 0,46(1 + 1,6\eta_s). \quad (4)$$

И наконец, функция отклика детектора при регистрации спектра ОРЭ от образца определяется соотношением:

$$F = (1 - \eta_D) \left(1 - \frac{E_{th}}{\varepsilon_s E_s} \right), \quad (5)$$

где $E_{th} = 0,75/\varepsilon_s$ определяет среднее значение пороговой энергии детекторов ОРЭ, причём величина 0,75 кэВ относится к отклику на моноэнергетический пучок электронов (найдена нами экспериментально). Значение коэффициента ОРЭ материала детектора η_D (в данном случае от Si кристалла) при падении на него отражённой от образца энергии E_s находится из соотношения (3) для материала кремния при подстановке значения E_s вместо E_B .

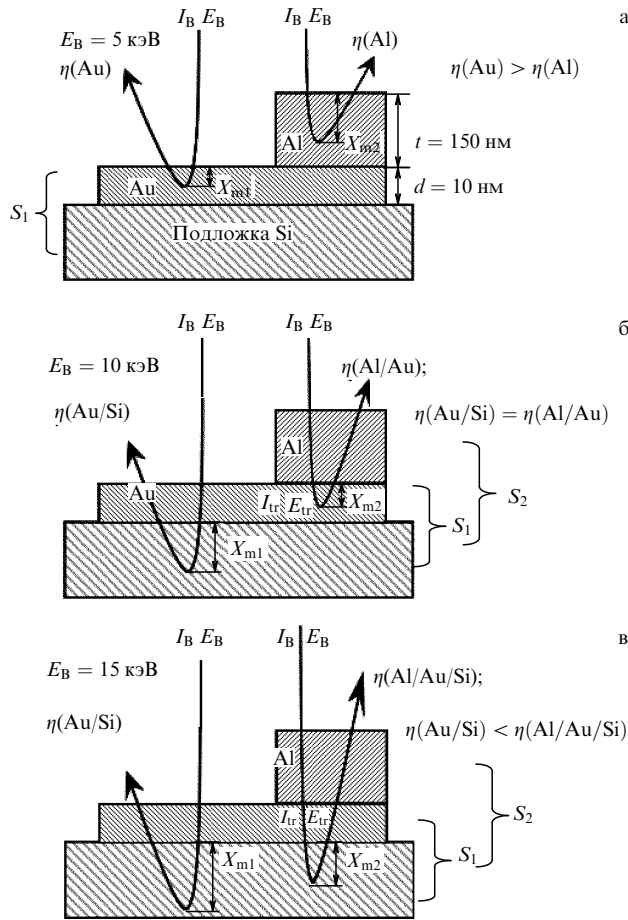


Рис. 4. Схема взаимодействия первичного пучка электронов при токе I_B и энергии E_B с двухслойной плёночной структурой Al–Au, находящейся на массивной подложке Si.

Опишем последовательный расчёт сигнала I_S с детектора, сопровождая его конкретными примерами. Воспользуемся при этом приёмом, предложенным в работе [18] и схематически представленным на рис. 4.

Рассмотрим фрагмент образца, описанного ранее (по рис. 1 и 2). Возьмём Au толщиной 10 нм на Si-подложке (композиционная система S_1). Часть этой композиции (плёнка на подложке) покрыта плёнкой Al толщиной $t = 150$ нм (система S_2).

Для определения I_S по формулам (1) и (2) необходимо рассчитать коэффициенты η , ε , и F . Коэффициент ОРЭ η_{sf} системы S_1 (плёнка толщиной d с атомным номером Z_f на массивной подложке с атомным номером Z_s) рассчитывается по известной формуле [3–5]:

$$\eta_{sf} = \eta_{os} + (\eta_{of} - \eta_{os}) \left(\frac{\eta_f}{\eta_{of}} \right), \quad (6)$$

где η_{os} и η_{of} — коэффициенты ОРЭ от материалов подложки Z_s и массивной плёнки Z_f . Они определяются по формуле (3). Относительный коэффициент ОРЭ от плёнки толщиной X в общем случае определяется по формуле [35]:

$$\frac{\eta_f}{\eta_{of}} = 1 - \exp \left[-A \left(\frac{X}{R} \right)^P \right], \quad (7)$$

где X равен либо d_i (толщины Au плёнки на Si-подложке), либо t (толщина верхней Al-плёнки). Эмпирические выражения для параметров P и A для различных мишеней следующие [15, 36]:

$$P = 1,11\eta^{-0,333}, \quad A^{-1} = \frac{X_m}{R} = 0,55 \exp[-0,022(Z+3)], \quad (8)$$

где X_m — средняя глубина отражения электронов в образце. Глубины пробега электронов в материалах образца R и детектора R_d будем определять по усреднённой по многим публикациям (см. например, [1]) формуле:

$$R = 67,5E^{1,5}\rho_m^{-0,85}, \quad (9)$$

где R дано в нм, а удельная плотность материала мишени ρ_m в г см^{-3} .

Вернёмся к качественному рассмотрению рис. 4. При $E_B = 5$ кэВ (рис. 4а) имеем на плёнке Au ($d = 10$ нм) $X_{m1} = 4,8$ нм, а на плёнке Al ($t = 150$ нм) $X_{m2} = 119$ нм. Таким образом, электронный зонд не способен пройти через эти плёнки, которые в данной ситуации представляют собой массивные мишени. Здесь $\eta(\text{Au}) \gg \eta(\text{Al})$, поэтому на снимках проявляется сильный контраст от состава (Z — контраст). При $E_B = 10$ кэВ (рис. 4б) электронный зонд уже пронизывает обе плёнки, так как $X_m(\text{Au}) = 13,5$ нм, $X_m(\text{Al}) = 338$ нм. В итоге для двух участков образца, как будет показано далее в расчётах, имеем почти равные сигналы I_S , так как $\eta(\text{Au/Si}) \approx \eta(\text{Al/Au})$. И, наконец, для случая $E_B = 15$ кэВ (рис. 4в) имеем инверсные значения сигнала I_S , так как

$$\eta(\text{Au/Si}) < \eta(\text{Al/Au/Si}).$$

Теперь электронный зонд пронизывает композиционную систему S_2 и взаимодействует с комплексной системой S_1 . На участки, находящиеся под Al плёнкой, падает уже не поток электронов $I_B E_B$, а ослабленный по интенсивности и по энергии поток $I_{tr} E_{tr}$. Интенсивность потока I_{tr} характеризуется выражением [35]:

$$\eta_{tr} = (1 - \eta_f(\text{Al})) \exp \left[-4,605 \left(\frac{t}{R(\text{Al})} \right)^{1,98} \right], \quad (10)$$

где $\eta_f(\text{Al})$ определяется из (7), а $R(\text{Al})$ из (9).

Потери средней энергии электронов при прохождении Al плёнки толщиной t определяются выражением [35, 36]:

$$\varepsilon_{tr} = \frac{E_{tr}}{E_B} = \alpha \exp \left[-\frac{t(\text{Al})}{R(\text{Al})} \right], \quad (11)$$

где $\alpha = 1 - \eta_f(\text{Al})$. Здесь следует сделать важное замечание, заключающееся в том, что прошедшая через плёнку t энергия E_{tr} имеет распределение с наиболее вероятным значением E_p . Эту энергию, согласно анализу трансмиссионных спектров [1, 36–39], можно аппроксимировать эмпирическим выражением:

$$E_p = E_0 [1 - 0,666(\cos(\arcsin(\varepsilon_{tr})))]. \quad (12)$$

Именно это значение энергии мы принимаем в качестве падающей на систему S_1 (Si подложка–плёнка Al).

Следовательно, необходимо произвести перерасчёт параметров, в частности, коэффициентов $\eta_0(\text{Si})$, $\eta_0(\text{Au})$, $\eta_{\text{sf}}(\text{Au/Si})$ по формулам (3), но с заменой значений энергии E_B на E_p . Вторым важным следствием трансформации энергии является изменение глубины пробега первичных электронов в плёнке Au, которая рассчитывается по-прежнему по формуле (9), но теперь уже при энергии E_p . Далее по указанному выше сценарию нахождения значений η_{sf} , ε_{sf} и F_{sf} для системы S_1 рассчитываются новые значения η'_{sf} , ε'_{sf} и F'_{sf} , но уже для композиции S_2 . Последовательная подстановка выражений для η_{sf} , ε_{sf} , F_{sf} в (1) даёт следующую формулу для сигнала от композиционной системы S_1 (толщиной d на массивной подложке):

$$I_{\text{sf}} = \beta[\eta_{\text{sf}} + 1,6\eta_{\text{sf}}^2](1 - \eta_D(E_{\text{sf}})) \left[1 - \frac{E_{\text{th}}}{0,21E_B(1 + 1,6\eta_{\text{sf}})^2} \right],$$

где

$$\eta_{\text{sf}} = \eta_{\text{os}} + (\eta_{\text{of}} - \eta_{\text{os}}) \left[1 - \exp \left(-A_d \left(\frac{d}{R_0} \right)^{P_1} \right) \right]. \quad (13)$$

Выражение (13) — трансцендентная функция, в которой значение d находится методом итераций или с помощью компьютерных программ. В (13) входят следующие параметры: R_0 — глубина пробега электронов в Au,

$$\beta = \text{const} = \frac{I_B f(\Omega)}{E_i},$$

$$\eta_{\text{os}} = \eta_s(\text{Si}), \quad \eta_{\text{of}} = \eta_s(\text{Au}),$$

а параметры A_d и P_1 для Au определяются по (8). Формула для сигнала I'_S от системы S_2 (двойной слой плёнок на подложке) ещё более громоздка, так как в неё включается член η_{sf} в качестве η_{os} уравнения (13), параметры A_t (вместо A_d) и P_2 (вместо P_1) для верхней покровной плёнки Al, а также новые значения $\eta_s(E_p)$ и $R(E_p)$, определяемые по приведённым выше формулам. В данном случае также решается новое трансцендентное уравнение и методом итераций находят искомые параметры d и t .

Приведём для примера численные оценки параметров η_{sf} и η'_{sf} , а также сигналов $I_{\text{sf}}(\eta_{\text{sf}}, \varepsilon_{\text{sf}}, F_{\text{sf}})$ и $I'_{\text{sf}}(\eta'_{\text{sf}}, \varepsilon'_{\text{sf}}, F'_{\text{sf}})$ при $E_B = 15$ кэВ, $t(\text{Al}) = 150$ нм, $d(\text{Au}) = 10,8$ нм и убедимся, что действительно $\eta'_{\text{sf}} > \eta_{\text{sf}}$ и $I'_{\text{sf}} > I_{\text{sf}}$. Итак, для системы S_2 $\eta_{\text{so}}(\text{Au}) = 0,493$, $\eta_{\text{so}}(\text{Si}) = 0,174$, $\eta_{\text{sf}}(\text{Au/Si}) = 0,26$, $\varepsilon_{\text{sf}}(\text{Au/Si}) = 0,656$, $F(\text{Au/Si}) = 0,723$. Отсюда сигнал $I_S(\text{Au/Si}) = 0,64$, что с погрешностью в 2,5 % совпадает с экспериментально измеренным значением. Далее, для композиции S_2 , т.е. для двойного слоя разнородных плёнок на массивной подложке имеем последовательно: $\eta_{\text{so}}(\text{Al}) = 0,161$, $\eta_{\text{tr}} = 0,965$, $\varepsilon_{\text{tr}} = 0,857$. Отсюда $E_{\text{tr}} = 12,85$ кэВ, $R'(\text{Au}) = 217$ нм, $\eta'(\text{Au}) = 0,491$, $\eta'(\text{Si}) = 0,176$, $\eta'_{\text{sf}} = 0,3$, $\varepsilon'_{\text{sf}} = 0,676$, $F'_{\text{sf}} = 0,73$ и окончательно $I'_{\text{sf}} = 0,913$. Здесь погрешность составляет 4,7 %, так как экспериментальное значение сигнала равно $I'_{\text{sf}} = 0,87$.

4. Обсуждение результатов

Рассчитанные по приведённым выше формулам коэффициенты η_{sf} и сигналы I_{sf} для системы S_1 , а также коэффициенты η'_{sf} и сигналы I'_{sf} для системы S_2 приводятся на рис. 5 и 6. Для композиции S_1 плёнка Au ($d_1 = 10,8$ нм)

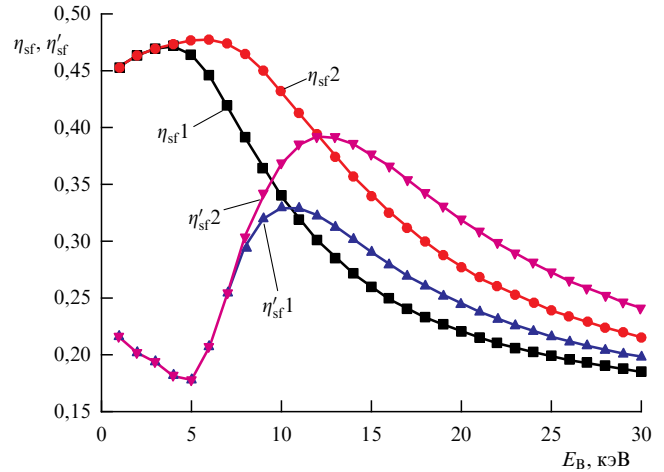


Рис. 5. Зависимости коэффициентов отражения η_{sf} от энергии облучающих электронов для композиционной системы S_1 и η'_{sf} для системы S_2 (приведены на рис. 4).

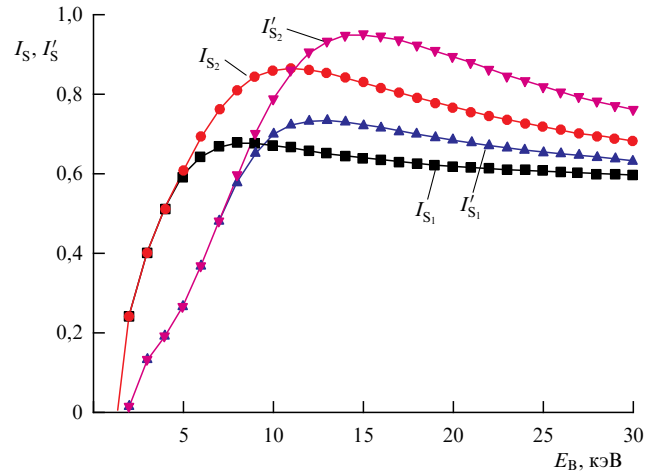


Рис. 6. Рассчитанные значения сигналов I_S и I'_S с полупроводниковых детекторов ОРЭ для систем S_1 и S_2 соответственно в зависимости от энергии облучающих электронов E_B : I_{S1} для $t = 0$, $d = 10,8$ нм, I_{S2} для $t = 0$, $d = 19,9$ нм, I'_{S1} для $t = 150$ нм, $d = 10,8$ нм, I'_{S2} для $t = 150$ нм, $d = 19,9$ нм.

на Si подложке" является для первичных электронов с энергией E_B от 1 до 5 кэВ массивной мишенью Au (рис. 3а). Поэтому коэффициент $\eta_0(\text{Au})$ в этом интервале энергий согласно (3) возрастает, что отображено на характеристике η_{sf} на рис. 5.

Аналогичный рост η_{sf} для плёнки Au толщиной 19,9 нм наблюдается до энергий $E_B \approx 7$ кэВ. Однако Al плёнка толщиной $t = 150$ нм в интервале энергий от 1 до 5 кэВ является массивной мишенью (рис. 3а). Поэтому согласно формуле (3) $\eta_s(\text{Al})$ убывает с ростом E_B . При превышении энергии E_B 5 и 7 кэВ всё большее число первичных электронов отражается не от Au плёнки, а от системы S_1 (Au/Si) и теперь зависимость $\eta_{\text{sf}} = f(E_B)$ характеризуется убывающей функцией (6) (см. рис. 5). Но для системы S_2 наблюдается противоположная тенденция — первоначальный рост η'_{sf} сменяется спадом, причём максимальное значение η'_{sf} является индивидуальной характеристикой, достигаемой при определённых значениях энергии E_B . В итоге мы имеем пересечение графиков $\eta_{\text{sf}}(E_B)$ и $\eta'_{\text{sf}}(E_B)$ и их соответствующую инверсию. На-

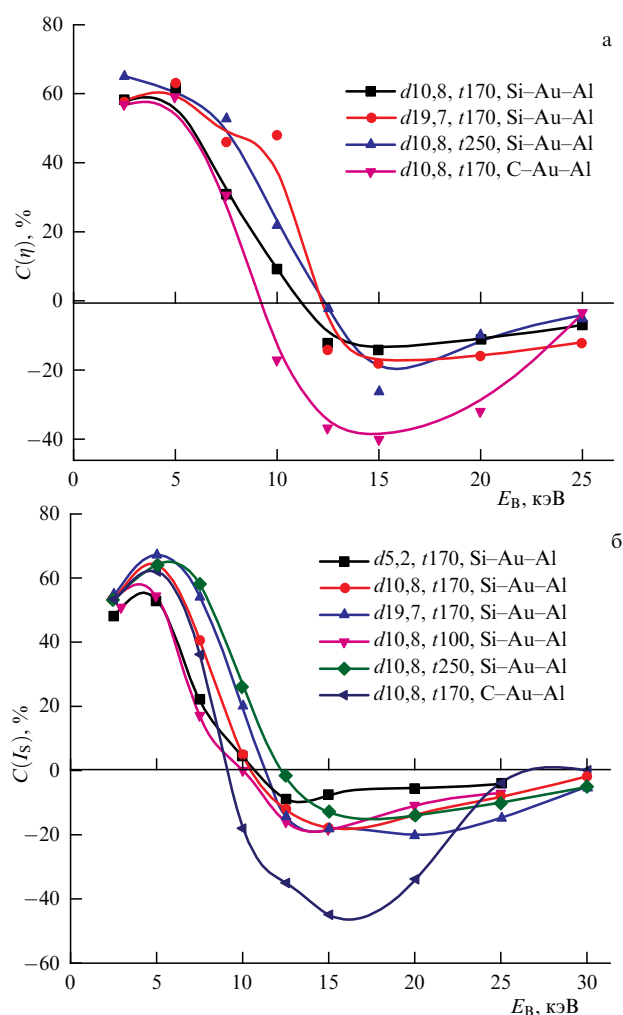


Рис. 7. Контраст изображений многослойных наноструктур в зависимости от ускоряющего напряжения СЭМ. $C(\eta)$ (а) и $C(I_S)$ (б) при параметрах d и t , указанных на рисунках.

пример, для плёнки Au толщиной 10,8 нм пересечение графиков $\eta_{sf}(E_B)$ и $\eta'_{sf}(E_B)$ наблюдается при $E_B \approx 11$ кэВ. До энергии $E_B = 11$ кэВ $\eta_{sf} > \eta'_{sf}$, а после $\eta_{sf} < \eta'_{sf}$. Именно при таких значениях энергии происходит инверсия контраста ОПЭ-изображений, подобных приводимым на рис. 2. Этот факт является неоспоримым доказательством увеличения коэффициента ОПЭ при определённых условиях. Чтобы исключить неоднозначность данного утверждения, мы провели расчёт сигнала I_S от изучаемой структуры в зависимости от E_B , d и t для систем S_1 и S_2 . Расчёты были произведены по формулам (1), (2) т.е. с учётом вклада в сигнал не только коэффициентов ОПЭ η_{sf} , но и их средней отражённой энергии ϵ_{sf} и функции отклика детекторов F_{sf} . Результаты расчётов представлены на графиках рис. 6. Сигналы I_S для системы S_1 и I'_S для системы S_2 , ограниченные по оси E_B значением E_{th} ($0,75 \text{ кэВ} < E_{th} < 2,5 \text{ кэВ}$), вначале растут, затем достигают максимума, после чего стремятся к постоянному значению с тенденцией медленного убывания. Как и в случае с закономерностями $\eta_{sf}(E_B)$, $\eta'_{sf}(E_B)$, показанными на рис. 5, здесь вновь наблюдается инверсия хода графиков I_S и I'_S . В полную развёрнутую формулу (13) входят несколько возрастающих и несколько убывающих экспонент. Их комбинация как раз и приводит к наличию максимума на графиках $I_S = f(E_B)$.

Решающим и определяющим фактором инверсии контраста изображений является увеличение числа отражённых электронов на участках, скрытых поверхностной плёнкой. Этот вывод подтверждается результатами расчёта контраста изображений, приводимых на рис. 7. Контраст C оценивался по соотношениям:

$$C(I_S) = \frac{I_{S1} - I_{S2}}{I_{S1}} \times 100 \%, \quad (14)$$

$$C(\eta) = \frac{\eta_{sf} - \eta'_{sf}}{\eta_{sf}} \times 100 \%.$$

Контраст рассчитывался для различных сочетаний состава и толщины плёнок d и t и для различных материалов подложки. В качестве подложек брались массивные образцы кремния и углерода. Материал плёнок состоял из алюминия, золота и никеля с различными толщинами d и t . Для всех сочетаний прослеживается общая тенденция, отображённая на рис. 7, где в качестве примера приводятся расчётные значения контраста ряда образцов. Заметен более высокий контраст подложки из материала с низким Z , например, из углерода по сравнению с кремнием. Контраст возрастает с ростом атомного номера Z материала плёнки на подложке и толщины d этой плёнки (более высокий контраст на образцах из Au по сравнению с Ni). Обнаружена экстремальная зависимость от материала и толщины t верхней плёнки.

Из представленных результатов видно, что оценки контраста изображений по обеим формулам (14) дают согласующиеся значения. Это подтверждает приоритетный вклад коэффициентов ОПЭ в контрастные характеристики.

5. Заключение

В настоящей работе решены прямая и обратная задачи установления связи детектируемого сигнала обратно рассеянных электронов на многослойных наноструктурах с параметрами массивной подложки и композиционными плёнками на её поверхности. При решении задачи использованы уточнённые формулы для коэффициента ОПЭ и их энергии, для наиболее вероятной энергии трансмиссионных электронов, для аппаратной функции измерительного устройства. Эти формулы могут служить справочным материалом для пользователей СЭМ. Предложенный алгоритм нахождения толщин подповерхностных локальных плёнок или любых объёмных неоднородных включений в матрицу оптически непрозрачного образца позволяет определять глубины залегания и толщины с погрешностью до 10 %. Например, для заглублённой плёнки толщиной в 5 нм ошибка измерений составляет $\pm 0,5$ нм при латеральном разрешении в единицы нм. Для неразрушающих методов диагностики и визуализации локальных наноструктур такие результаты являются наиболее точными.

Эффект роста коэффициента ОПЭ присущ только слоистым наносистемам, содержащим подложку и покровную плёнку из лёгких элементов (малые Z) и промежуточный слой из материала с более высоким атомным номером Z .

Эффективность такой электронно-умножительной системы при наклонном падении первичных электронов, нахождение оптимального состава и толщины плёнок,

энергетический диапазон усиливаемого потока электронов — эти вопросы требуют дальнейших дополнительных исследований, как и вопрос возможного применения эффекта в современных нанотехнологиях.

Список литературы

1. Reimer L *Scanning Electron Microscopy. Physics of Image Formation and Microanalysis* (Springer Series in Optical Sciences, Vol. 45) 2nd ed. (Berlin: Springer, 1998) <https://doi.org/10.1007/978-3-540-38967-5>
2. Goldstein J I et al. *Scanning Electron Microscopy and X-Ray Microanalysis* (New York: Springer, 1981) <https://doi.org/10.1007/978-1-4613-3273-2>; Пер. на русск. яз.: Гоулдстейн Дж и др. *Растровая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ* (М.: Мир, 1984)
3. DeNee P B, in *Scanning Electron Microscopy* Vol. 1 (Ed. O Johari) (AMF O'Hare (Chicago), IL: Scanning Electron Microscopy, Inc., 1978) p. 479
4. Dapor M *Phys. Rev. B* **43** 10118 (1991)
5. Dapor M *Phys. Rev. B* **48** 3003 (1993)
6. Assa'd A M D *Appl. Phys. A* **124** 699 (2018)
7. Афанасьев В П, Капля П С, Костановский И А *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* (2) 30 (2013)
8. Михеев Н Н *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* (12) 70 (2020)
9. Зайцев С В, Купреенко С Ю, Рау Э И, Татаринцев А А *Приборы и техника эксперимента* (6) 51 (2015); Zaitsev S V, Kupreenko S Yu, Rau E I, Tatarintsev A A *Instrum. Exp. Tech.* **58** 757 (2015)
10. Niedrig H *Optica Acta Int. J. Opt.* **24** 679 (1977)
11. Зайцев С В, Зыкова Е Ю, Рау Э И Татаринцев А А, Киселевский В А *Приборы и техника эксперимента* (6) 167 (2023); Zaitsev S V, Zyкова E Yu, Rau E I, Tatarintsev A A, Kiselevskii V A *Instrum. Exp. Tech.* **66** 1058 (2023)
12. Jackson A R et al. *Surf. Interface Analysis* **25** (5) 341 (1997)
13. Караваев М Б и др. *Физика и техника полупроводников* **51** (1) 56 (2017); Karavaev M B et al. *Semiconductors* **51** 54 (2017)
14. August H-J, Wernisch J *J. Microscopy* **157** (2) 247 (1990)
15. Рау Э И, Зайцев С В, Караулов В Ю *Письма в ЖТФ* **48** (23) 22 (2022) <http://dx.doi.org/10.21883/PJTF.2022.23.53947.19361>; Rau E I, Zaitsev S V, Karaulov V Yu *Tech. Phys. Lett.* **48** (23) 18 (2022) <http://dx.doi.org/10.21883/TPL.2022.12.54939.19361>
16. Fitting H-J et al. *J. Electron Spectrosc. Related Phenom.* **159** (1-3) 46 (2007)
17. Аристов В В, Дремова Н Н, Лихарев С К, Рау Э И *Электрон. промышленность* (2) 44 (1990)
18. Aristov V V et al. *Acta Phys. Polon. A* **83** (1) 81 (1993)
19. Hejna J *Scanning* **14** 256 (1992)
20. Орликовский Н А, Рау Э И *Изв. РАН. Сер. физ.* **75** 1305 (2011); Orlikovsky N A, Rau E I *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75** 1234 (2011)
21. Kowoll T et al. *Scanning* 4907457 (2017) <https://doi.org/10.1155/2017/4907457>
22. Lutter F et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **500–501** 10 (2021)
23. Zschech E, Yun W, Schneider G *Appl. Phys. A* **92** 423 (2008)
24. Zegenhagen J, in *Synchrotron Light Sources and Free-Electron Lasers. Accelerator Physics, Instrumentation and Science Applications* (Eds E J Jaeschke et al.) 2nd ed. (Cham: Springer, 2020) p. 1825, https://doi.org/10.1007/978-3-030-23201-6_66
25. Matveevskii K et al. *J. Appl. Crystallogr.* **57** 1288 (2024)
26. Kim H et al. *J. Electron Microscop.* **59** (5) 379 (2010)
27. Sánchez E, Torres Deluigi M, Castellano G *Microscopy Microanalysis* **18** 1355 (2012)
28. Wilson D J, Curzon A E *Thin Solid Films* **165** 217 (1988)
29. Arnal F, Verdier P, Vincensini P C. *R. Acad. Sci.* **268** 1526 (1969)
30. Hunger H J, Küchler L *Phys. Status Solidi A* **56** (1) K45 (1979)
31. Staub P-F J. *Phys. D* **27** 1533 (1994)
32. Бронштейн И М, Фрайман Б С *Вторичная электронная эмиссия* (М.: Наука, 1969)
33. Joy D C *Scanning* **17** (5) 270 (1995)
34. Frank L et al. *Microchim. Acta* **132** 179 (2000)
35. Fitting H-J *J. Electron Spectrosc. Related Phenom.* **136** (3) 265 (2004)
36. Fitting H-J *J. Phys. D* **8** 1480 (1975)
37. Cosslett V E, Thomas R N *Br. J. Appl. Phys.* **15** 883 (1964) <https://doi.org/10.1088/0508-3443/15/8/303>
38. August H-J, Wernisch J *Ultramicroscopy* **32** (2) 113 (1990)
39. Reimer L, Senkel R *Optik* **98** (3) 85 (1995)

Effect of increasing the coefficient of backscattered electrons for multilayer nanostructures and image contrast inversion in scanning electron microscopy

E.I. Rau^(*), S.V. Zaitsev^(**)

Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(*)rau@phys.msu.ru, ^(**)zai336@mail.ru

We discuss the reasons for an increase in the coefficient of backscattered electrons (BSEs) for multilayer film nanostructures during their study with a scanning electron microscope (SEM) and consider the conditions for the occurrence of contrast inversion of their images. A complete analytical expression for the signal detected in the BSE regime by an SEM is derived for the first time for multilayer nanostructures. Solving direct and inverse problems relating the signal values to the composition of a three-dimensional sample as a function of the energy of probe electrons allows the thicknesses and depths of nano-objects to be determined in a matrix array with high spatial resolution. The main calculations in this paper are performed using refined empirical formulas corresponding to the experimental data obtained by the authors or presented in the cited literature.

Keywords: scanning electron microscopy, backscattered electrons, multilayer thin-film structures, image contrast

PACS numbers: **68.37. –d**, 68.37.Hk

Bibliography — 39 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (4) 425–431 (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.01.039838>

Received 7 June 2024, revised 5 December 2024

Physics – Uspekhi **68** (4) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.01.039838>