

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Омский государственный технический университет»

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАСТРОВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ И ЭНЕРГОДИСПЕРСИОННОГО АНАЛИЗА НАНОМАТЕРИАЛОВ

Учебное пособие

Омск
Издательство ОмГТУ
2019

УДК 537.533.35:620.3(075)
ББК 22.338+30.6я73
Т33

Авторы:

Д. А. Полонянкин, А. И. Блесман, Д. В. Постников, А. А. Теплоухов

Рецензенты:

В. И. Струнин, д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой экспериментальной физики
и радиофизики ОмГУ им. Ф. М. Достоевского;

П. М. Корусенко, к.ф.-м.н., н.с. лаборатории физики наноматериалов
и гетероструктур Омского научного центра СО РАН

**Теоретические основы растровой электронной микроскопии
и энергодисперсионного анализа наноматериалов** : учеб. пособие /
Т33 [Д. А. Полонянкин и др.] ; Минобрнауки России, ОмГТУ. – Омск : Изд-во
ОмГТУ, 2019. – 116 с. : ил.

ISBN 978-5-8149-2914-3

Представлены теоретические основы методов растровой электронной микроскопии и энергодисперсионного анализа, а также аспекты их применения к исследованию размеров, формы, состава, структуры и других физико-химических свойств наноматериалов.

Пособие разработано в соответствии с федеральным государственным образовательным стандартом высшего образования и предназначено для обучающихся по направлению подготовки 28.03.02, 28.04.02 «Наноинженерия».

УДК 537.533.35:620.3(075)
ББК 22.338+30.6я73

*Печатается по решению редакционно-издательского совета
Омского государственного технического университета*

ISBN 978-5-8149-2914-3

© ОмГТУ, 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|---|-----|
| ВВЕДЕНИЕ | 4 |
| 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАСТРОВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ | 5 |
| 1.1. Возможности, особенности и преимущества методов РЭМ и ЭДА как универсального инструмента прикладных и фундаментальных исследований | 5 |
| 1.2. Устройство растрового электронного микроскопа | 7 |
| 1.3. Термоэлектронная эмиссия | 9 |
| 1.4. Распределение электронов по скоростям и энергиям | 16 |
| 1.5. Пробег электронов в веществе | 22 |
| Контрольные вопросы | 60 |
| 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭНЕРГОДИСПЕРСИОННОГО АНАЛИЗА | 61 |
| 2.1. Закон Мозли | 61 |
| 2.2. Обратноотраженные электроны | 68 |
| 2.3. Композиционный и топографический контраст..... | 81 |
| Контрольные вопросы | 85 |
| 3. ПОДГОТОВКА ОБРАЗЦОВ К ИССЛЕДОВАНИЮ МЕТОДАМИ РЭМ и ЭДА | 86 |
| 4. РАБОТА С УПРАВЛЯЮЩЕЙ ПРОГРАММОЙ ЭЛЕКТРОННОГО МИКРОСКОПА JEOL JMC-5700 | 88 |
| 4.1. Основные функции | 88 |
| 4.2. Юстировка электронной пушки микроскопа | 91 |
| 4.3. Параметры формируемого изображения и дополнительные функции меню электронного микроскопа JEOL JMC-5700 | 92 |
| 5. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ РЭМ и ЭДА | 95 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ | 102 |
| БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК | 103 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ А. Микрофотография перегоревшей нити вольфрамового катода | 112 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ Б. Микрофотографии образца во вторичных (SEI) и обратноотраженных электронах, топографический (BET) и композиционный контраст (BEC)..... | 113 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ В. Микрофотографии углеродных нанотрубок, полученные методом РЭМ, увеличение $\times 1000$, $\times 3000$ и $\times 10\,000$ крат | 114 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ Г. Микрофотографии образцов алмазоподобных растворов, полученных методом РЭМ, увеличение $\times 3000$, $\times 15\,000$ и $\times 30\,000$ крат | 115 |

ВВЕДЕНИЕ

Растровая электронная микроскопия (РЭМ, англ. – scanning electron microscopy, SEM) и энергодисперсионная спектроскопия (ЭДС, англ. – energy dispersive spectroscopy, EDS) являются одними из наиболее распространенных методов фундаментальных и прикладных исследований в различных областях науки и техники: от нанотехнологий и материаловедения до биологии и физики полупроводников. В зарубежной литературе метод анализа химического состава вещества, в основе которого лежит закон Генри Мозли, также называется «рентгеновский микроанализ» (X-ray microanalysis), или энергодисперсионный анализ (energy dispersive analysis, EDA).

Растровая электронная микроскопия используется для изучения объектов, размеры которых слишком малы для исследования невооруженным глазом. В международной системе единиц СИ размеры таких объектов, как правило, измеряются в микрометрах ($1\ \mu\text{m} = 10^{-6}\ \text{м}$, также называемых «микрон») или нанометрах ($1\ \text{nm} = 10^{-9}\ \text{м}$). Кроме того, для измерения расстояний используется несистемная единица «ангстрем» ($1\ \text{\AA} = 10^{-10}\ \text{м}$). Ангстрем – единица измерения, не входящая в СИ, но являющаяся наиболее удобной для обозначения межатомных расстояний твердых тел, в основном варьирующихся в диапазоне от 1 до 5 \AA . Для оценки длин волн высокоэнергетичных электронов и описания их поведения внутри атомов могут использоваться пикометры ($1\ \text{pm} = 10^{-12}\ \text{м}$).

Основным назначением РЭМ является формирование микрофотографий в режиме топографического контраста в диапазоне увеличения от 10 до 300 000 крат. Растровая электронная микроскопия также позволяет проводить наблюдения и получать данные о размерах, форме, составе, структуре и других физико-химических свойствах гетерогенных органических и неорганических материалов в нанометровом и микрометровом масштабе.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАСТРОВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

В ходе создания наноматериалов востребованы передовые методы визуализации, обеспечивающие возможность получения высококачественных изображений нанообъектов, а также совершенствования подходов к получению наноструктур с повышенными функциональными свойствами [1, 2]. Достигнутые научным сообществом успехи в области нанотехнологий в последние десятилетия превратили растровую электронную микроскопию и энергодисперсионный микроанализ в незаменимый и многофункциональный инструмент разработки и исследования свойств наноматериалов [3, 4]. Растровая электронная микроскопия (РЭМ) является одним из наиболее универсальных инструментов, используемых для исследования химического состава и анализа морфологии и структуры наноматериалов [5].

1.1. ВОЗМОЖНОСТИ, ОСОБЕННОСТИ И ПРЕИМУЩЕСТВА МЕТОДОВ РЭМ И ЭДА КАК УНИВЕРСАЛЬНОГО ИНСТРУМЕНТА ПРИКЛАДНЫХ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Популярность и широкое применение растровой электронной микроскопии и энергодисперсионного анализа обусловлены совокупностью уникальных особенностей, присущих этим методам. *К преимуществам РЭМ и ЭДА относятся:*

- возможность получения трехмерных изображений широкого спектра материалов с большой глубиной фокуса [6];
- простота применения (за счет высокой степени автоматизации операций, выполняемых микроскопом и спектрометром) [7];
- высокая скорость получения изображения «области интереса» и проведения качественного и количественного анализа химического состава образца [8];
- высокое пространственное разрешение, достигающее 1 нм [9];
- возможность оснащения микроскопа различными детекторами сигналов, значительно расширяющих диапазон получаемых данных (помимо формирования изображения во вторичных и обратнорассеянных электронах, а также энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии используются методы: дифракции

обратнорассеянных электронов [10, 11]; измерения тока [12], индуцированного электронным пучком микроскопа, и др.).

С конца XX века значительные усилия научно-технического сообщества направлены на синтез и разработку новых наноматериалов, в то время как совершенствованию методов анализа физико-химических характеристик таких объектов и структур уделяется недостаточное внимание. В настоящее время интенсивно развиваются новые направления РЭМ – электронная микроскопия низкого и сверхнизкого ускоряющего напряжения, а также микроскопия низкоэнергетических электронов [13–17]. Это открывает новые области и направления исследований благодаря расширению возможностей по увеличению контрастности изображения и получению ранее недоступных данных о морфологии поверхности [18].

Основы метода растровой электронной микроскопии (РЭМ) были заложены в первой половине XX века Владимиром Зворыкиным. Основные физические принципы работы электронного микроскопа впервые были опубликованы Максом Кноллом в 1935 году [2].

Первый растровый электронный микроскоп был сконструирован в 1938 году немецким физиком Манфредом фон Арденне. Значительный прогресс в создании коммерческих электронных микроскопов, позволяющих получать объемные изображения микрообъектов, был достигнут в Кембриджском университете в середине XX века Дэннисом Мак-Малленом, Чарльзом Оутли, Кеннетом Смитом, Альбертом Крю, Томасом Эверхартом, Ричардом Торнли и другими учеными [19].

Существующие методы микроскопии классифицируются по такому основанию, как источник воздействия на исследуемое вещество. В настоящее время наиболее распространены методы световой, электронной и зондовой микроскопии, использующие в качестве источника воздействия свет, электроны и зонд соответственно [20–22].

Размеры объектов, которые могут быть идентифицированы вышеперечисленными методами, в первую очередь определяются такой характеристикой, как длина волны λ : чем меньше длина волны, тем большее разрешение и увеличение объекта может быть достигнуто. Длины волн, соответствующие видимому свету, рентгеновскому излучению и электронному лучу, принимают следующие значения:

а) свет: $\lambda \sim 10^{-7}$ м;

б) рентгеновское излучение: $\lambda \sim 10^{-10}$ м;

в) электронный луч: $\lambda \sim 10^{-11}$ м (при ускоряющем напряжении порядка 30 кэВ) и $\lambda \sim 10^{-12}$ м (при ускоряющем напряжении порядка 100 кэВ).

В случае низкоэнергетических электронов для оценки длины волны, соответствующей ускоряющему напряжению микроскопа U , используется следующее эмпирическое соотношение $\lambda \sim (1,5/U)^{1/2}$, где длина волны измеряется в нанометрах, а ускоряющее напряжение – в вольтах [23]. Например, для ускоряющего напряжения $U = 20\,000$ В длина волны принимает значение $\lambda \sim (1,5/20000)^{1/2} \approx 0,87 \cdot 10^{-11}$ м.

1.2. УСТРОЙСТВО РАСТРОВОГО ЭЛЕКТРОННОГО МИКРОСКОПА

Растровый электронный микроскоп состоит из следующих основных блоков и модулей: источника питания, электронно-оптической колонны с камерой для образцов и источником электронов, детекторов, а также системы индикации изображения. Источником электронов в растровом электронном микроскопе является электронная «пушка» (рис. 1.1), состоящая из эмиттера электронов (катода), покинув который электроны затем ускоряются при движении к образцу.

Изображение в растровом электронном микроскопе формируется при движении электронного пучка с последующей передачей сигнала от детектора электронов на экран. Выбор того или иного типа сигнала определяется задачей исследования – изучение топографии образца и исследование его элементного состава проводится посредством детектирования вторичных электронов либо осуществляется с использованием метода отраженных (обратнорассеянных) электронов.

Вторичные электроны, появляющиеся в результате бомбардировки образца электронным пучком, отличаются от обратнорассеянных электронов гораздо более низкой энергией, составляющей порядка 50 электронвольт.

Электроны пучка ускоряются электрическим полем, созданным между пушкой и анодом, которое можно изменять от 1 до 20 киловольт. Низкие напряжения используются при изучении диэлектрических объектов, чтобы избежать заряда образца электронами пучка. Для того чтобы исследовать объект не только в локальной области, пучок необходимо перемещать от одной точки к другой с помощью системы сканирования. Сканирование обычно осуществляется посредством электромагнитных отклоняющих катушек, объединенных в две пары, каждая из которых служит для отклонения соответственно

в горизонтальном и вертикальном направлениях. Электронный пучок в процессе сканирования с течением времени перемещается через последовательные положения на образце, зондируя свойства образца в контролируемой последовательности точек.



Рис. 1.1. Принципиальная схема растрового электронного микроскопа [24]

В аналоговой системе после завершения сканирования вдоль линии положение линии слегка сдвигается в вертикальном направлении (развертка по кадру), и процесс повторяется, образуя на экране растр. В растровом электронном микроскопе формирование изображения осуществляется посредством операции отображения, которая преобразует информацию из пространства исследуемого объекта на экран для его визуального наблюдения и фотографического воспроизведения. Детектор служит для приема того или иного вида излучения и преобразования излучения, выходящего из образца, в электрический сигнал. После

прохождения усилителя этот сигнал моделирует интенсивность на экране для наблюдения и фотографирования.

Наиболее широко используемым детектором в растровой электронной микроскопии является система сцинтиллятор – фотоумножитель, современная форма которой разработана Эверхартом и Торнли [25].

Световое излучение из сцинтиллятора проходит по световоду и поглощается фотоумножителем, где преобразуется в электрический сигнал. Сигнал от фотоумножителя поступает в предусилитель, а оттуда подается на вход видеоусилителя по кабелю. Поскольку энергии вторичных электронов недостаточно для активации сцинтиллятора, то они ускоряются под действием высокого напряжения.

Контраст изображения в растровом электронном микроскопе формируется за счет изменения числа вторичных или обратнорассеянных электронов, собранных с различных участков поверхности образца. Поэтому величина сигнала, определяющая яркость какой-либо точки на экране, сложным образом зависит от ряда факторов. Механизм контраста будет различным для вторичных и рассеянных электронов из-за значительной разницы в их энергиях.

Энергия вторичных электронов не превышает 50 эВ (электронвольт), в то время как для обратнорассеянных электронов это значение составляет 20 кэВ. Основное различие между этими двумя типами электронов заключается в том, что быстрые обратнорассеянные электроны двигаются от образца к сцинтилляционному детектору по прямолинейным траекториям, а медленные вторичные электроны – по криволинейным траекториям. Таким образом, те участки поверхности образца, из которых к детектору нельзя провести прямую линию, можно визуализировать только с помощью вторичных электронов. Это является основной причиной более высокой информативности вторично-эмиссионного изображения. Кроме того, вторичные электроны дают больший общий сигнал, а следовательно, и лучшее отношение сигнала к фону.

1.3. ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Напряжение, подаваемое от источника питания на катод, обеспечивает протекание по нему постоянного тока. В результате этого процесса происходит нагрев катода, часть электронов приобретает энергию, превышающую работу выхода из металла. Интенсивность испускания (термоэмиссии) таких

высокоэнергетичных электронов зависит от силы тока в катоде и материала, из которого он изготовлен.

Обычно катод представляет собой V-образную нить накала, изготовленную из вольфрамовой проволоки в форме шпильки и закрепленную в керамическом цоколе, обеспечивающем легкую замену катода в случае перегорания нити. Термоэлектронная эмиссия наиболее интенсивно протекает в области кончика нити накала, поскольку температура достигает здесь наибольшей величины. На рис. 1.2 представлены изображения источников электронов, полученные методом РЭМ, – катоды, изготовленные из LaB_6 и W. В качестве примера в прил. А представлена микрофотография перегоревшей нити вольфрамового катода.

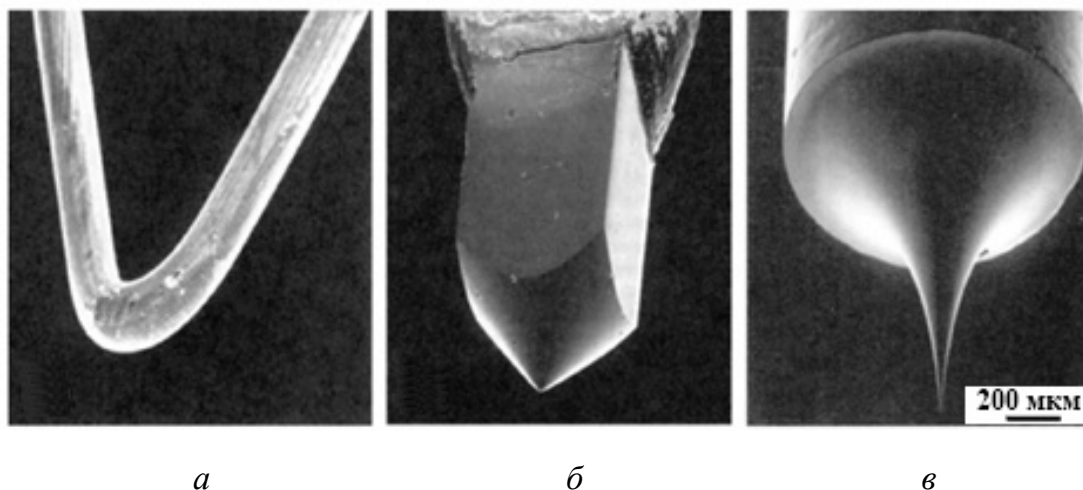


Рис. 1.2. Изображения источников электронов, полученные методом РЭМ:

- a* – катод из вольфрама (термоэлектронная эмиссия);
- б* – катод из гексаборида лантана (термоэлектронная эмиссия);
- в* – катод из вольфрама (автоэлектронная эмиссия) [26]

Одна из основных характеристик катодов растровых электронных микроскопов – плотность тока эмиссии (J_e , А/см²) рассчитывается по закону Оуэна – Ричардсона:

$$J_e = AT^2 e^{-\frac{\varphi}{kT}}, \quad (1.1)$$

где A – константа Ричардсона ($[A] = \text{А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$), зависящая от материала катода и не зависящая от его температуры; T – температура, выраженная в градусах по шкале Кельвина (К); φ – работа выхода электронов из катода, выраженная

в электронвольтах (эВ, $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$); k – постоянная Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$).

Произведение температуры, выраженной в градусах по шкале Кельвина, на постоянную Больцмана (kT) приблизительно соответствует средней тепловой энергии атома или электрона проводимости при сравнении его энергии с уровнем энергии Ферми.

В соответствии с уравнением (1.1) величина плотности эмиссионного тока определяется суперпозицией квадратичной и экспоненциальной функций. С ростом температуры плотность тока эмиссии остается незначительной до тех пор, пока произведение температуры на константу Больцмана (kT) не достигнет величины нескольких процентов от работы выхода.

С учетом значения константы Ричардсона ($A = 60 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$) и работы выхода электронов для вольфрама ($\varphi = 4,5 \text{ эВ}$), а также рабочей температуры вольфрамового катода ($T = 2700 \text{ К}$) плотность эмиссионного тока принимает значение $J_e = 1,773 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} = 1,773 \cdot 10^4 \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$:

$$J_e = 60 \cdot (2700)^2 \cdot \exp\left(-\frac{(4,5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19})}{(1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 2700)}\right) = 1,773 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}. \quad (1.2)$$

Несмотря на достаточно большую величину работы выхода электронов для вольфрама ($\varphi = 4,5 \text{ эВ}$) необходимое значение плотности эмиссионного тока, определяемое экспоненциальным множителем в соотношении Ричардсона, достигается за счет возможности нагрева вольфрамовой нити до высоких температур (от 2500 до 3000 К), близких к температуре плавления вольфрама ($T_{\text{пл}} \approx 3650 \text{ К}$). Этот фактор в совокупности с наличием низкого вакуума в колонне электронного микроскопа (давление остаточного газа – воздуха – составляет $P \sim 1 \cdot 10^{-3} \text{ Па}$) и химической стабильностью вольфрама при высоких температурах обуславливает стабильную работу вольфрамовой нити катода продолжительностью до 100 ч. Время работы вольфрамового катода определяется скоростью его испарения и уменьшается при увеличении рабочей температуры нити, тогда как плотность эмиссионного тока при этом растет.

В процессе работы вольфрамового катода, нагрев нити которого осуществляется протекающим электрическим током, практически не происходит загрязнения рабочей поверхности нити благодаря химической стойкости вольфрама при высоких температурах, что, в свою очередь, обеспечивает неизменность величины эмиссионного тока и работы выхода электронов.

Гексаборид лантана (LaB_6) является альтернативным материалом, используемым для изготовления катода. Благодаря сравнительно небольшой величине работы выхода ($\phi = 2,7$ эВ) отсутствует необходимость нагрева до высоких температур катода из LaB_6 , представляющего собой небольшой заостренный на конце стержень и являющегося источником электронов.

Катод, изготовленный из гексаборида лантана, обладает существенно большей плотностью тока электронной эмиссии, скоростью испускания электронов и временем жизни (на порядок) по сравнению с катодами, изготовленными из вольфрама. Рабочая температура катодов из LaB_6 варьируется в диапазоне от 1400 до 2000 К, их нагрев осуществляется тепловым потоком, образованным внешним источником, например вольфрамовой проволокой с протекающим электрическим током.

Несмотря на перечисленные сравнительные преимущества катодов из гексаборида лантана их применение ограничивается высокой стоимостью, сложностью конструкции, а также низкой стойкостью к окислению в воздушной атмосфере (давление остаточного газа не должно превышать $P < 10^{-4}$ Па). Основные характеристики катодов, изготовленных из вольфрама и гексаборида лантана для различных типов источников электронов (термо- и автоэлектронная эмиссия), представлены в табл. 1.1 [27].

Таблица 1.1

**Основные характеристики катодов, изготовленных
из вольфрама и гексаборида лантана**

| Материал катода | W | LaB_6 | W |
|-------------------------------|--------------------------|--------------------------|---|
| Тип эмиссии | Термоэлектронная эмиссия | Термоэлектронная эмиссия | Автоэлектронная эмиссия (холодная, полевая эмиссия) |
| Рабочая температура катода, К | 2 700 | 1 800 | 300 |
| Работа выхода электронов, эВ | 4,5 | 2,7 | 4,5 |
| Радиус катода, нм | ~ 10 000 | ~ 10 000 | < 100 |

| Материал катода | W | LaB ₆ | W |
|--|------------------------|------------------------|------------------------|
| Плотность тока эмиссии, А/м ² | $\sim 10^4$ | $\sim 10^6$ | $\sim 10^9$ |
| Электронно- оптическая яркость, А/(м ² ·ср) | $\sim 10^9$ | $\sim 10^{10}$ | $\sim 10^{12}$ |
| Максимальный ток эмиссии, мкА | 200 | 80 | 5 |
| Рабочий вакуум, Па | $\sim 1 \cdot 10^{-3}$ | $\sim 1 \cdot 10^{-4}$ | $\sim 1 \cdot 10^{-8}$ |
| Среднее время работы катода, ч | 50÷100 | > 1 000 | ~ 10 000 |

Электронная пушка является одним из основных конструктивных элементов электронно-оптической системы растровых микроскопов и предназначена для генерации пучка электронов с энергиями, достаточными для выбивания вторичных электронов из исследуемого вещества. Материал катода, тип эмиссии и конструктивные особенности электронной пушки определяют два основных параметра электронного пучка – величину тока и размер пятна на поверхности образца (площадь сечения электронного пучка), которые в свою очередь влияют на разрешение микроскопа для большинства механизмов формирования контраста.

Электронно-оптическая система растрового электронного микроскопа конструируется так, чтобы максимальная величина тока достигалась при минимальном размере пятна [1]. Пушка электронного микроскопа состоит из источника электронов, также называемого катодом, и модулятора, находящегося под более высоким отрицательным напряжением по отношению к катоду и фокусирующего электроны вдоль вертикальной оси электронно-оптической системы.

Существует несколько типов электронных источников, в основе функционирования которых лежат разные физические принципы – термоэлектронная эмиссия, автоэлектронная (полевая) эмиссия, эмиссия в системах «металл–

полупроводник» (эффект Шоттки). Упомянутые типы источников электронов обладают сравнительными преимуществами и недостатками, однако все они используются для формирования электронного пучка.

К основным характеристикам катода (источника электронов) относится его электронно-оптическая яркость – плотность эмиссионного тока, приходящаяся на единицу телесного угла (B , от англ. «brightness»):

$$B = \frac{J_e}{\Omega} = \frac{I}{S\Omega}, \quad (1.3)$$

где I – величина тока эмиссии; J_e – плотность тока эмиссии ($J_e = I/S$, А/м²); S – площадь области, с которой происходит эмиссия электронов ($S = \pi d^2/4$, где d – эффективный диаметр источника); Ω – телесный угол ($[\Omega]$ – стерadian, ср).

$$\Omega \approx \frac{\pi \cdot l^2}{r^2} = \frac{\pi(\alpha \cdot r)^2}{r^2} = \pi \cdot \alpha^2. \quad (1.4)$$

В геометрии углы, измеряемые в радианах, – это углы, величина которых определяется как отношение длины дуги окружности, заключенной между сторонами её центрального угла, к радиусу этой окружности ($\theta = l/r$, рис. 1.3, а). Телесный угол, выраженный в стерadianах, представляет собой трехмерный эквивалент угла, который в двумерном пространстве измеряется в радианах. Телесный угол определяется отношением площади той части сферы с центром в вершине угла, которая вырезается этим телесным углом, к квадрату радиуса сферы ($\Omega = A/r^2$, рис. 1.3, б). Следует отметить, что радианы и стерadianы – безразмерные единицы измерения.

В случае испускания электронов катодом в любом возможном направлении (точечный источник) телесный угол принимает значение 4π стерadian ($\Omega = (S_{\text{сферы}})/(r^2) = (4\pi r^2/r^2) = 4\pi$ стерadian). В действительности Ω принимает малые значения и, как следствие, определяется полууглом конуса излучения α (рис. 1.3, в). В случае, когда угол конуса излучения мал, площадь поверхности основания конуса, вписанного в сферу радиусом r , приближенно равна площади плоского диска радиусом R (рис. 1.3, в), где по определению центрального угла $\alpha = l/r$ и $l \rightarrow R$ ввиду малости угла α .

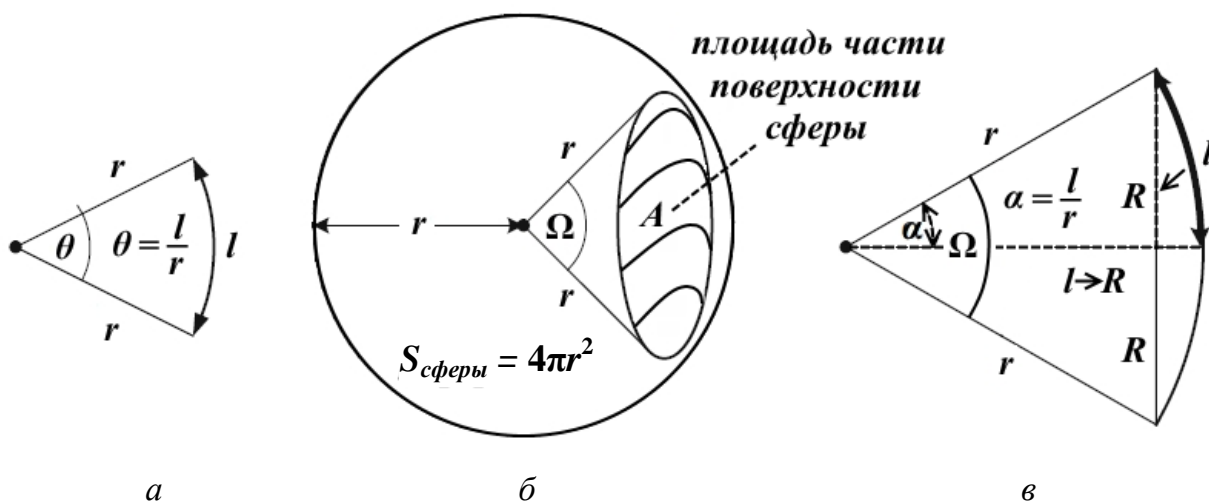


Рис. 1.3. Иллюстрация понятия «телесный угол»

Соотношение (1.3) может быть использовано для определения электронно-оптической яркости в любой плоскости сечения электронно-оптической системы растрового электронного микроскопа.

Данный подход к определению яркости электронного источника обладает высоким прикладным значением, поскольку электронно-оптическая яркость B является неизменной величиной в любой плоскости изображения (принцип сохранения яркости [26]):

$$B = \frac{J_e}{\Omega} = \frac{I}{S\Omega} = \frac{I}{(\pi(d/2)^2)\Omega} = \frac{I}{(\pi(d/2)^2)(\pi \cdot \alpha^2)} = \text{const}; \quad (1.5)$$

$$B = \frac{4 \cdot I}{(\pi \cdot d \cdot \alpha)^2} = \text{const}, \quad (1.6)$$

где d – диаметр электронного пучка; α – полуугол конуса излучения источника (полуугол сходимости пучка).

Электронно-оптическая яркость остается неизменной также в случае, когда электронно-оптическая система содержит апертурную диафрагму (диафрагма, которая ограничивает диаметр электронного пучка), поглощающую часть электронов пучка. Уменьшение силы тока пучка при его прохождении через апертурную диафрагму приводит к пропорциональному изменению телесного угла электронного пучка.

В случае отсутствия в электронно-оптической системе микроскопа апертурных диафрагм, сила тока пучка остается неизменной, а произведение

диаметра электронного пучка на полуугол сходимости пучка одинаково в каждой плоскости изображения, следовательно, электронно-оптическая яркость может быть рассчитана в соответствии с выражением (1.6).

Задание для практических занятий. Используя выражение (1.1) и соответствующий пример расчёта (1.2), определить плотность тока эмиссии для катодов, изготовленных из вольфрама и гексаборида лантана, при температуре, указанной в табл. 1.2.

Таблица 1.2

Температура катода

| | | | | | | | |
|---------------------|------|------|------|------|------|------|------|
| Номер варианта | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| $T, ^\circ\text{C}$ | 1100 | 1150 | 1200 | 1250 | 1300 | 1350 | 1400 |
| Номер варианта | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 |
| $T, ^\circ\text{C}$ | 1450 | 1500 | 1550 | 1600 | 1650 | 1700 | 1750 |
| Номер варианта | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 |
| $T, ^\circ\text{C}$ | 1800 | 1850 | 1900 | 1950 | 2000 | 2050 | 2100 |
| Номер варианта | 22 | 23 | 24 | 25 | 26 | 27 | 28 |
| $T, ^\circ\text{C}$ | 2150 | 2200 | 2250 | 2300 | 2350 | 2400 | 2450 |

1.4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ И ЭНЕРГИЯМ

Для электронов, эмитируемых из вольфрамового катода (термоэмиссионный катод), характерно максвелловское распределение по скоростям и энергиям. Распределение Максвелла позволяет определить вероятность обнаружения частиц в заданном диапазоне абсолютных значений скоростей и энергий, а также рассчитать наиболее вероятные значения этих величин при некоторой температуре. Относительное число частиц (электронов), скорость которых находится в заданном интервале, называется плотностью вероятности:

$$\frac{dN}{N} = f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{\left(-\frac{m_e v^2}{2kT} \right)} dv, \quad (1.7)$$

где $f(v)$ – функция распределения Максвелла частиц (электронов) по скоростям; dv – диапазон (интервал) скоростей, для которого рассчитывается относительное

число частиц; N – общее число электронов; dN/N – относительное число электронов, обладающих скоростью в диапазоне dv ; m_e – масса электрона; T – температура, выраженная в градусах по шкале Кельвина (К); k – постоянная Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К).

Для нахождения наиболее вероятной скорости частиц (электронов) необходимо определить экстремум функции распределения при фиксированной температуре катода. Для этого следует найти значение скорости, при которой производная функции распределения обращается в ноль. Полученное значение скорости необходимо подставить в функцию распределения для уточнения типа экстремума (максимум или минимум).

Итак, для нахождения экстремума функции распределения рассчитаем ее производную и приравняем полученное выражение к нулю.

$$f'(v) = (Cv^2 e^{\left(-\frac{m_e v^2}{2kT}\right)})' = 0, \quad (1.8)$$

где $C = 4\pi(m_e / 2\pi kT)^{3/2}$ – константа.

$$f'(v) = C \left(2ve^{\left(-\frac{m_e v^2}{2kT}\right)} - v^2 \left(-\frac{2m_e v}{2kT}\right) e^{\left(-\frac{m_e v^2}{2kT}\right)} \right) = 0; \quad (1.9)$$

$$f'(v) = Ce^{\left(-\frac{m_e v^2}{2kT}\right)} \left(2v - v^2 \left(-\frac{m_e v}{kT}\right) \right) = 0. \quad (1.10)$$

С учетом того, что экспоненциальная функция всегда принимает значения, строго большие нуля, производная функции распределения обращается в ноль при условии:

$$f'(v) = \left(2v - v^2 \left(-\frac{m_e v}{kT}\right) \right) = 0. \quad (1.11)$$

Решением уравнения (1.11) является выражение $v = \sqrt{2kT / m_e}$, которое называется наиболее вероятной абсолютной скоростью частиц ($v_{вер}$) при некоторой температуре T . Проведем подстановку $v_{вер}$ в функцию распределения:

$$f(v_{вер}) = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} v_{вер}^2 e^{\left(-\frac{m_e v_{вер}^2}{2kT}\right)} = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{2kT}{m_e} \right) e^{\left(-\frac{m_e 2kT}{2kT m_e}\right)}; \quad (1.12)$$

$$f(v_{\text{вер}}) = 4 \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} e^{(-1)} = f(v_{\text{вер}}) = \frac{4}{e} \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} > 0. \quad (1.13)$$

При подстановке наиболее вероятной скорости функция распределения Максвелла $f(v_{\text{вер}})$ принимает положительное значение, следовательно, наиболее вероятная скорость действительно соответствует максимуму функции распределения $f(v_{\text{вер}}) = f_{\text{max}}$. Например, при температуре катода 2900 К наиболее вероятная скорость и соответствующая функция распределения принимают следующие значения:

$$v_{\text{вер}} = \sqrt{\frac{2kT}{m_e}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 2900}{9,1 \cdot 10^{-31}}} = 29,7 \cdot 10^4 \text{ м/с}; \quad (1.14)$$

$$f(v_{\text{вер}}) = \frac{4}{2,72} \sqrt{\frac{9,1 \cdot 10^{-31}}{2 \cdot 3,14 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 2900}} = 2,8 \cdot 10^{-6}. \quad (1.15)$$

Для перехода к распределению частиц по кинетическим энергиям необходимо воспользоваться соотношением

$$\frac{dN}{N} = f(v)dv = f(\varepsilon)d\varepsilon. \quad (1.16)$$

Выразив из определения кинетической энергии частицы ($\varepsilon = mv^2/2$) ее скорость $v = \sqrt{2\varepsilon / m_e}$ ($v^2 = 2\varepsilon / m_e$) и продифференцировав обе части этого уравнения, получим

$$dv = (\sqrt{2\varepsilon / m_e})_{\varepsilon}' = \frac{1}{2}(2\varepsilon / m_e)^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{2}{m_e} d\varepsilon = \frac{d\varepsilon}{\sqrt{2\varepsilon \cdot m_e}}. \quad (1.17)$$

Относительное число частиц, обладающих кинетической энергией в диапазоне $d\varepsilon$, примет вид:

$$\frac{dN}{N} = f(\varepsilon)d\varepsilon = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{2\varepsilon}{m_e} \right) e^{\left(-\frac{m_e \left(\frac{2\varepsilon}{m_e} \right)}{2kT} \right)} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{2\varepsilon \cdot m_e}}; \quad (1.18)$$

$$\frac{dN}{N} = f(\varepsilon)d\varepsilon = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{2 \cdot \varepsilon}{m_e} \right) \frac{e^{\left(-\frac{\varepsilon}{kT} \right)}}{(2 \cdot \varepsilon \cdot m_e)^{\frac{1}{2}}} d\varepsilon; \quad (1.19)$$

$$\frac{dN}{N} = f(\varepsilon)d\varepsilon = 2\pi(\pi kT)^{-\frac{3}{2}} \cdot \varepsilon^{\frac{1}{2}} \cdot e^{\left(-\frac{\varepsilon}{kT} \right)} d\varepsilon. \quad (1.20)$$

Функция распределения Максвелла частиц по кинетическим энергиям:

$$f(\varepsilon) = 2\pi(\pi kT)^{-\frac{3}{2}} \cdot \varepsilon^{\frac{1}{2}} \cdot e^{\left(-\frac{\varepsilon}{kT} \right)}. \quad (1.21)$$

Для нахождения наиболее вероятной кинетической энергии частиц (электронов) необходимо определить экстремум функции распределения при фиксированной температуре катода. Для этого следует найти значение энергии, при которой производная функции распределения обращается в ноль. Полученное значение энергии необходимо подставить в функцию распределения для уточнения типа экстремума (максимум или минимум). Итак, для нахождения экстремума функции распределения рассчитаем ее производную и приравняем полученное выражение к нулю:

$$f(\varepsilon)' = \left(2\pi(\pi kT)^{-\frac{3}{2}} \cdot \varepsilon^{\frac{1}{2}} \cdot e^{\left(-\frac{\varepsilon}{kT} \right)} \right)' = 2\pi(\pi kT)^{-\frac{3}{2}} (\varepsilon^{\frac{1}{2}} \cdot e^{\left(-\frac{\varepsilon}{kT} \right)})' = 0; \quad (1.22)$$

$$f(\varepsilon)' = 2\pi(\pi kT)^{-\frac{3}{2}} \left(\frac{1}{2} \varepsilon^{-\frac{1}{2}} \cdot e^{\left(-\frac{\varepsilon}{kT} \right)} - \varepsilon^{\frac{1}{2}} \cdot \left(-\frac{\varepsilon}{kT} \right) e^{\left(-\frac{\varepsilon}{kT} \right)} \right) = 0; \quad (1.23)$$

$$f(\varepsilon)' = 2\pi(\pi kT)^{-\frac{3}{2}} \cdot e^{\left(-\frac{\varepsilon}{kT} \right)} \left(\frac{1}{2} \varepsilon^{-\frac{1}{2}} - \varepsilon^{\frac{1}{2}} \cdot \left(-\frac{\varepsilon}{kT} \right) \right) = 0. \quad (1.24)$$

С учетом того, что экспоненциальная функция всегда принимает значения, строго большие нуля, а выражение $2\pi(\pi kT)^{-\frac{3}{2}}$ является константой, производная функции распределения обращается в нуль при условии:

$$\left(\frac{1}{2} \varepsilon^{-\frac{1}{2}} - \varepsilon^{\frac{1}{2}} \cdot \left(-\frac{\varepsilon}{kT} \right) \right) = 0. \quad (1.25)$$

Решением уравнения (1.25) является выражение $\varepsilon = kT / 2$, которое представляет собой наиболее вероятную кинетическую энергию частиц $\varepsilon_{вер}$ при некоторой температуре T .

Проведем подстановку наиболее вероятной кинетической энергии $\varepsilon_{вер}$ в функцию распределения:

$$f(\varepsilon_{вер}) = 2\pi(\pi kT)^{-\frac{3}{2}} \cdot \varepsilon^{\frac{1}{2}} \cdot e^{\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right)} = 2\pi(\pi kT)^{-\frac{3}{2}} \cdot \left(\frac{kT}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot e^{\left(-\frac{kT}{2kT}\right)}; \quad (1.26)$$

$$f(\varepsilon_{вер}) = 2\pi(\pi kT)^{-\frac{3}{2}} \cdot \left(\frac{kT}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot e^{\left(-\frac{1}{2}\right)} = \sqrt{\frac{2}{\pi e}} \cdot \frac{1}{kT} > 0. \quad (1.27)$$

При подстановке наиболее вероятной кинетической энергии частиц функция распределения Максвелла $f(\varepsilon_{вер})$ принимает положительное значение, следовательно, наиболее вероятная кинетическая энергия действительно является максимумом функции распределения $f(\varepsilon_{вер}) = f_{\max}$.

Например, при температуре катода 2900 К наиболее вероятная кинетическая энергия электронов принимает следующее значение:

$$\varepsilon_{вер} = \frac{kT}{2} = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 2900}{2} = 2 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} = \frac{2 \cdot 10^{-20}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 0,125 \text{ эВ}. \quad (1.28)$$

Таким образом, для любой фиксированной температуры катода могут быть рассчитаны наиболее вероятные абсолютные скорости и кинетические энергии электронов, а также их разброс по этим значениям. На рис. 1.4 представлена функция распределения Максвелла электронов по энергиям для вольфрамового катода.

Для решения ряда практических задач распределение Максвелла частиц по абсолютным скоростям и кинетическим энергиям записывают через относительные скорости и энергии. К таким задачам относятся, например, расчет доли частиц, скорости или энергии которых заключены в определенном интервале либо превышают некоторое заданное значение.

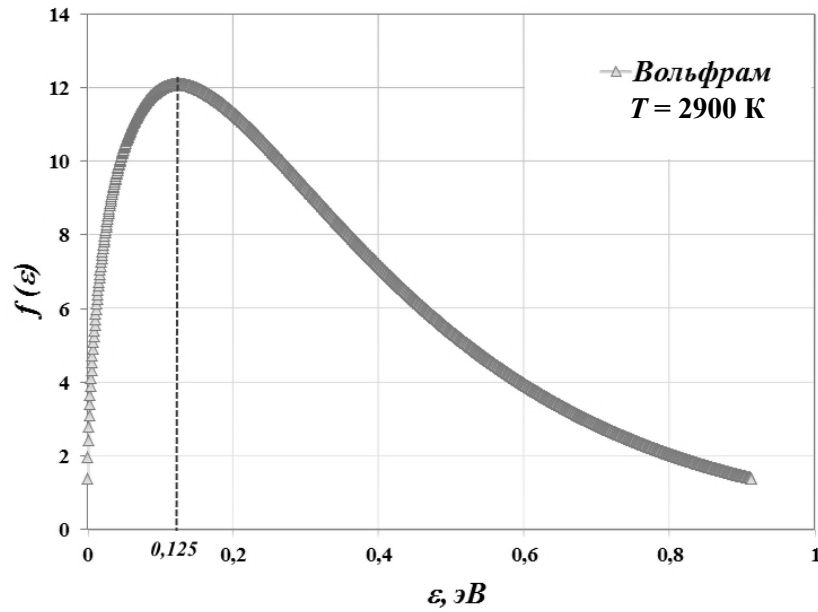


Рис. 1.4. Вид функции распределения электронов по энергиям при температуре вольфрамового катода 2900 К

Введем относительную скорость электрона как отношение его скорости v

к наиболее вероятной $u = \frac{v}{v_{\text{вер}}}$.

Тогда $v = u \cdot v_{\text{вер}} = u \cdot \sqrt{\frac{2kT}{m_e}}$, а $dv = d(u \cdot v_{\text{вер}}) = \sqrt{\frac{2kT}{m_e}} \cdot du$.

$$\frac{dN}{N} = f(v)dv = f(u)du = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} u^2 \left(\frac{2kT}{m_e} \right) e^{\left(-\frac{m_e u^2 2kT}{2kT m_e} \right)} \sqrt{\frac{2kT}{m_e}} du; \quad (1.29)$$

$$\frac{dN}{N} = f(u)du = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{2kT}{m_e} \right)^{\frac{3}{2}} u^2 e^{\left(-\frac{m_e u^2 2kT}{2kT m_e} \right)} du; \quad (1.30)$$

$$\frac{dN}{N} = f(u)du = \frac{4}{\sqrt{\pi}} u^2 e^{(-u^2)} du; \quad (1.31)$$

$$\frac{dN}{Ndu} = f(u) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} u^2 e^{(-u^2)}, \quad (1.32)$$

где $dN/(N \cdot du)$ – относительное число электронов, обладающих скоростью в диапазоне $(u+du)$.

Таким образом, функция распределения электронов по относительным скоростям не зависит от температуры и типа частицы и может применяться для расчёта относительного числа электронов со скоростями и (или) энергиями, превышающими некоторое значение.

Задание для практических занятий. Используя выражения (1.21)–(1.28) и соответствующие примеры расчёта, определить наиболее вероятные кинетические энергии электронов для катодов, изготовленных из вольфрама и гексаборида лантана, при температуре, указанной в табл. 1.3.

Таблица 1.3

Температура катода

| | | | | | | | |
|---------------------|------|------|------|------|------|------|------|
| Номер варианта | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| $T, ^\circ\text{C}$ | 1000 | 1050 | 1100 | 1150 | 1200 | 1250 | 1300 |
| Номер варианта | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 |
| $T, ^\circ\text{C}$ | 1350 | 1400 | 1450 | 1500 | 1550 | 1600 | 1650 |
| Номер варианта | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 |
| $T, ^\circ\text{C}$ | 1700 | 1750 | 1800 | 1850 | 1900 | 1950 | 2000 |
| Номер варианта | 22 | 23 | 24 | 25 | 26 | 27 | 28 |
| $T, ^\circ\text{C}$ | 2050 | 2100 | 2150 | 2200 | 2250 | 2300 | 2350 |

1.5. ПРОБЕГИ ЭЛЕКТРОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ

Система электромагнитных линз позволяет фокусировать *электронный пучок* до размеров порядка 10 нм. В результате взаимодействия электронного пучка малого диаметра с материалом образца в его приповерхностном слое образуется область, в которой электроны рассеиваются, испытывая *упругие и неупругие столкновения*, и нагревают образец. Линейные размеры этой области существенно превышают диаметр электронного пучка, что обуславливает зависимость определения элементного состава от *средней глубины пробега электронов* в образце. Приповерхностная область образца, подвергнутая воздействию электронного пучка (зонда), схематично представлена на рис. 1.5.

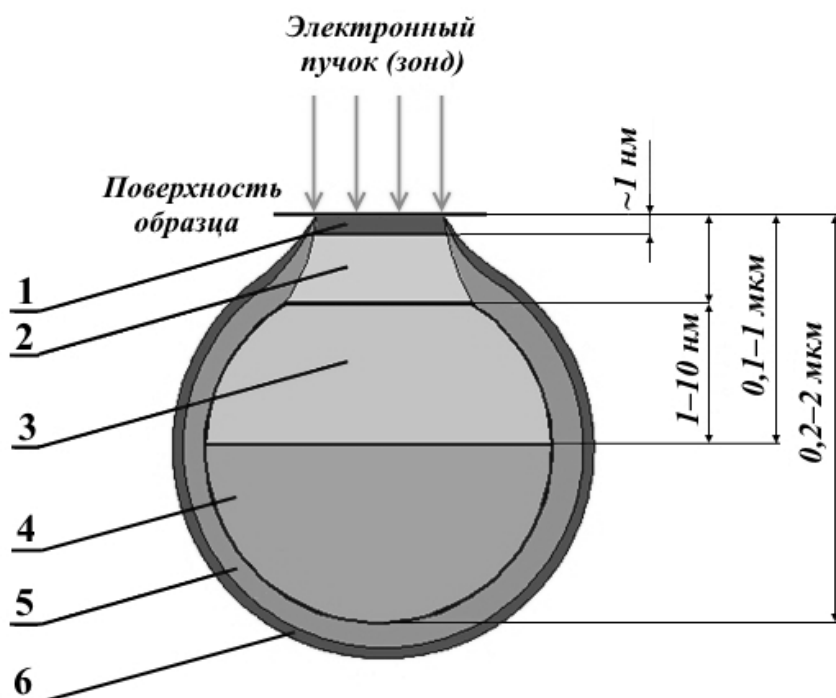


Рис. 1.5. Область воздействия электронного пучка

На рис. 1.5 используются следующие обозначения: 1 – область излучения оже-электронов; 2 – область излучения вторичных электронов; 3 – область излучения обратнорассеянных электронов; 4 – область характеристического рентгеновского излучения; 5 – область непрерывного и характеристического рентгеновского излучения; 6 – область непрерывного рентгеновского излучения.

Для определения характерной области воздействия электронного пучка на образец, необходимо установить **проективный пробег электронов** (средняя глубина пробега электронов в образце). Большое количество упругих столкновений электронов с атомами материала (центрами рассеяния) приводит к тому, что форма области проникновения электронного пучка приближается к сферической, при этом радиус сферы приблизительно равен величине проективного пробега.

Проникновение электронов в образец характеризуется двумя механизмами потери кинетической энергии:

- **ионизационные потери** энергии (ионизационное торможение);
- **радиационные потери** энергии (радиационное торможение – испускание электромагнитного излучения при кулоновском взаимодействии электронов с атомными электронами и ядрами или магнитным полем).

В результате взаимодействия с электронными оболочками атомов мишени происходит уменьшение энергии электронов пучка, обладающих скоростями,

соизмеримыми со скоростью света в вакууме по порядку величины. Величина $\frac{dE}{dx}$ также называется *удельными ионизационными потерями*, или *линейной тормозной способностью* вещества, и рассчитывается по формуле Бёте с учетом квантово-механических и релятивистских эффектов. Физический смысл удельных ионизационных потерь заключается в том, что эта величина определяет количество энергии, затрачиваемое заряженной частицей (в том числе электроном) на ионизацию атомов вещества, к единице длины пути в нем [28]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_u = \frac{2\pi \cdot n_e \cdot z^2}{m_{0e} v^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi \cdot \varepsilon_0}\right)^2 \cdot L; \quad (1.33)$$

$$L = \ln \frac{T(T + m_{0e} c^2)^2 \beta^2}{2I^2 m_{0e} c^2} + (1 - \beta^2) - \left[2 \cdot (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} - 1 + \beta^2 \right] \ln 2 + \frac{1}{8} \left(1 - (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} \right)^2. \quad (1.34)$$

В формулах (1.33) и (1.34) используются следующие обозначения величин: T – мгновенная кинетическая энергия падающего электрона; x – путь, пройденный заряженной частицей в веществе (в данном случае электроном); z – заряд частицы в единицах заряда электрона (для электрона $z = 1$); $\pi = \text{const} = 3,14$; n_e – концентрация электронов в единице объема вещества (электронная плотность вещества), м^{-3} ; $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме; $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона по модулю; $m_{0e} = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона; v – скорость электрона; $\beta = \frac{v}{c}$ – отношение скорости электрона к скорости света в вакууме; $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная ($k_e = 1/(4\pi\varepsilon_0) = 1/(4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}) = 9 \cdot 10^9$ (Н·м²)/(Кл²)).

В формулах (1.33) и (1.34) в множителе L учитываются квантово-механические и релятивистские эффекты, возникающие при взаимодействии электронного пучка с веществом. Величина L является безразмерным параметром, называемым «число остановки» [29, 30].

Знак минус в формуле удельных ионизационных потерь отражает факт уменьшения энергии частицы – падающего электрона – за счет его взаимодействия с веществом. «Число остановки» является монотонной медленно

возрастающей функцией (рис. 1.6) энергии падающих электронов, основной вклад в ионизационные потери определяется множителем, стоящим перед безразмерным параметром L .

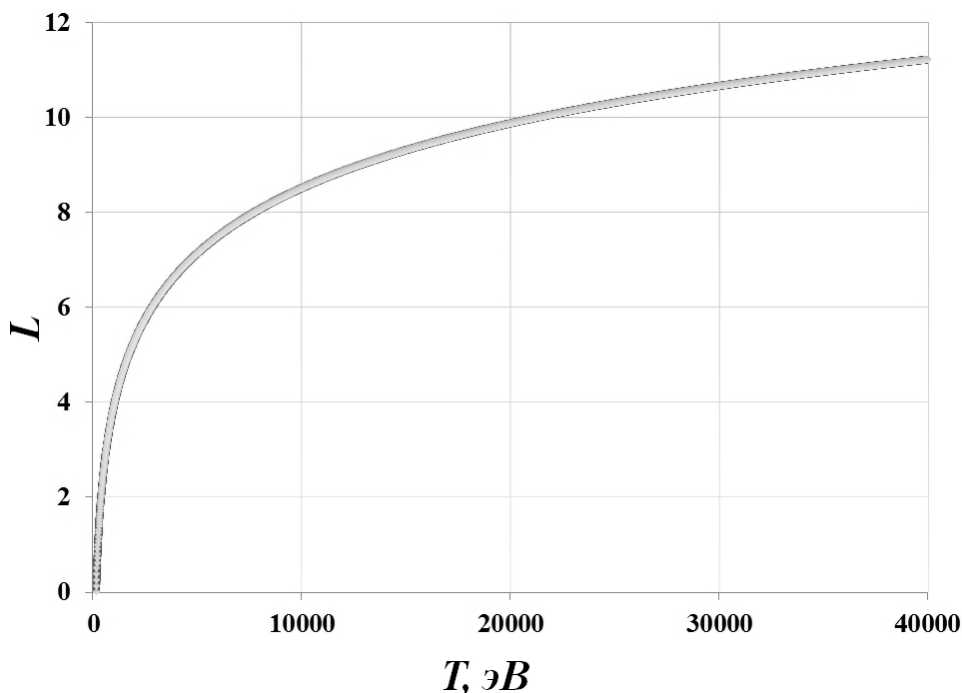


Рис. 1.6. Зависимость «числа остановки» от энергии падающих электронов

По определению масса атома вещества является отношением массы всего вещества к общему количеству содержащихся в нем атомов $m_0 = m / N$ ($m = m_0 \cdot N$).

С другой стороны, масса атома любого химического элемента (без учета пренебрежимо малой величины – совокупной массы его электронов) может быть рассчитана как произведение количества частиц (протонов и нейтронов), содержащихся в ядре атома данного элемента (массового числа A), на атомную единицу массы – 1 а.е.м. = $1,66 \cdot 10^{-27}$ кг:

$$m_0 = A \cdot 1 \text{ а.е.м.} \quad (1.35)$$

Объединив эти подходы к расчету массы атома, получим:

$$m_0 = \frac{m}{N} = A \cdot 1 \text{ а.е.м.} \quad (1.36)$$

Тогда

$$m_0 = \frac{m}{N} = \frac{\rho \cdot V}{N} = A \cdot 1 \text{ а.е.м.} \quad (1.37)$$

Откуда, с учетом определения концентрации вещества, следует, что

$$n = \frac{N}{V} = \frac{\rho}{A \cdot 1 \text{ а.е.м.}}. \quad (1.38)$$

Известно, что атомная единица массы, выраженная в граммах, численно равна величине, обратной числу Авогадро: $1 \text{ а.е.м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 1/N_A = 1/(6,022 \cdot 10^{23}) = 0,166 \cdot 10^{-23} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ моль}$. Постоянная молярной массы $M_u = 1 \text{ г/моль} = 10^{-3} \text{ кг/моль}$. Другими словами, молярная масса состоящего из отдельных химических элементов вещества, выраженная в граммах на моль, численно совпадает с массой молекулы этого вещества, выраженной в атомных единицах массы. Важно понимать, что молярная и молекулярная массы веществ совпадают только численно и отличаются по размерности. Например, выраженная в граммах масса одного моля аргона (инертный газ) принимает значение 40 г/моль , а в единицах атомной массы составляет 40 а.е.м. , так как атом аргона содержит 40 нуклонов (18 протонов и 22 нейтрона). Таким образом, концентрация вещества может быть выражена через его объемную плотность, массовое число и постоянную Авогадро с сохранением размерности $1 \cdot \text{м}^{-3}$ в системе единиц СИ:

$$n = \frac{N}{V} = \frac{\rho}{A \cdot 1 \text{ а.е.м.}} = \frac{\rho \cdot N_A}{A \cdot M_u}; \quad (1.39)$$

$$[n] = \left[\frac{\rho \cdot N_A}{A \cdot M_u} \right] = \frac{\text{кг} \cdot \frac{1}{\text{моль}}}{\text{м}^3 \cdot \frac{\text{г}}{\text{моль}}} = \frac{\text{кг} \cdot \frac{1}{\text{моль}}}{\text{м}^3 \cdot \frac{10^{-3} \text{ кг}}{\text{моль}}} = \frac{10^3}{\text{м}^3} = 10^3 \text{ м}^{-3}. \quad (1.40)$$

При этом электронная плотность вещества превышает его объемную плотность в Z раз (Z – порядковый номер химического элемента в периодической таблице Менделеева, в том числе определяющий количество электронов в атоме):

$$n_e = n \cdot Z = \frac{\rho \cdot N_A}{A \cdot M_u} \cdot Z. \quad (1.41)$$

Таким образом, с учетом соотношения (1.8) для электронной плотности вещества, а также с учетом ранее введенного обозначения $\beta = \frac{v}{c}$ формула расчета удельных ионизационных потерь (1.33) принимает вид

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_u = \frac{2\pi \cdot n_e \cdot z^2}{m_{0e} v^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi \cdot \varepsilon_o}\right)^2 \cdot C = \frac{4\pi \cdot z^2 \cdot N_A}{m_{0e} c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi \cdot \varepsilon_o}\right)^2 \cdot \frac{Z \cdot \rho}{A \cdot M_u} \cdot L; \quad (1.42)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_u = \frac{2\pi \cdot z^2 \cdot N_A}{m_{0e} c^2 M_u} \left(\frac{e^2}{4\pi \cdot \varepsilon_o}\right)^2 \cdot \frac{Z \cdot \rho}{A \cdot \beta^2} \cdot L. \quad (1.43)$$

Проверка размерности:

$$\left[\left(-\frac{dE}{dx}\right)_u\right] = \frac{\text{моль}^{-1} \left(\frac{\text{Кл}^2}{\Phi \cdot \text{м}^{-1}}\right)^2}{\text{кг} \cdot \left(\frac{\text{м}}{\text{с}}\right)^2 \cdot \text{кг} \cdot \text{моль}^{-1}} \cdot \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} = \frac{\text{Кл}^4}{\text{кг} \cdot \left(\frac{\text{м}}{\text{с}}\right)^2 \cdot \Phi^2 \cdot \text{м}^{-2}} \cdot \frac{1}{\text{м}^3}. \quad (1.44)$$

С учетом взаимосвязи между энергией, электроемкостью и зарядом ($W = q^2/(2C)$) $[\Phi] = [\text{Кл}^2/\text{Дж}]$, выражение (1.12) принимает вид

$$\begin{aligned} \left[\left(-\frac{dE}{dx}\right)_u\right] &= \frac{\text{Кл}^4 \cdot \text{с}^2 \cdot \text{Дж}^2}{\text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{Кл}^4 \cdot \text{м}^{-2}} \cdot \frac{1}{\text{м}^3} = \frac{\text{с}^2 \cdot \text{Дж} \cdot \text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{м}^3} = \\ &= \frac{\text{с}^2 \cdot \text{Дж} \cdot \text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{кг} \cdot \text{м}^3 \cdot \text{с}^2} = \frac{\text{Дж}}{\text{м}}. \end{aligned} \quad (1.45)$$

В качестве альтернативы расчету ионизационных потерь в системе СИ (Дж/м), единицы их измерения могут быть выражены в 1·МэВ/см, а также в 1·эВ/Å: 1 эВ = 1,6·10⁻¹⁹ Дж, 1 МэВ = 1,6·10⁻¹⁹·10⁶ = 1,6·10⁻¹³ Дж; 1 Å = 10⁻¹⁰ м.

Для перевода величины ионизационных потерь в 1·МэВ/см значение, рассчитанное в 1·Дж/м, необходимо разделить на коэффициент 1,6·10⁻¹¹, а для перевода в 1·эВ/Å, значение, рассчитанное в 1·Дж/м, необходимо разделить на коэффициент 1,6·10⁻⁹.

Подробно рассмотрим выражение, обозначенное в формуле Бёте как L («число остановки»):

$$\begin{aligned} L &= \ln \frac{T(T + m_{0e} c^2)^2 \beta^2}{2I^2 m_{0e} c^2} + (1 - \beta^2) - \\ &- \left[2 \cdot (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} - 1 + \beta^2 \right] \ln 2 + \frac{1}{8} (1 - (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}})^2. \end{aligned} \quad (1.46)$$

В формулу (1.46) входят слагаемые, учитывающие квантово-механические и релятивистские эффекты, возникающие при взаимодействии электронного пучка с веществом. В формуле (1.14) I – средняя энергия возбуждения атомов вещества; $\beta = \frac{v}{c}$ ($\beta^2 = \frac{v^2}{c^2}$); T – кинетическая энергия электронов; $m_{0e} = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона.

Средняя энергия возбуждения атомов в зависимости от порядкового номера химического элемента выражается в джоулях или электронвольтах и задается соответственно следующими эмпирическими соотношениями [31]:

$$I \approx 19,0 \text{ эВ } (Z = 1); \quad (1.47)$$

$$I \approx (11,2 + 11,7 \cdot Z) \text{ эВ } (2 \leq Z \leq 13); \quad (1.48)$$

$$I \approx (52,8 + 8,71 \cdot Z) \text{ эВ } (Z > 13). \quad (1.49)$$

Для расчета средней энергии возбуждения атомов вещества с порядковым номером $Z \geq 13$ также используется следующий полуэмпирический подход [32]:

$$I = 9,76Z + \frac{58,5}{Z^{0,19}} = Z \cdot (9,76 + \frac{58,5}{Z^{1,19}}) \text{ эВ}. \quad (1.50)$$

При этом для химических элементов с порядковым номером $Z \leq 12$ средняя энергия возбуждения рассчитывается в соответствии с соотношением $I = 11,5$ эВ. Оценка средней энергии возбуждения атомов вещества с порядковыми номерами $Z \geq 4$ и $Z \leq 3$ также может быть проведена в соответствии с соотношениями, предложенными в работе [33]:

$$I = 9,1 \cdot Z \cdot (1 + \frac{1,9}{Z^{2/3}}) \text{ эВ } (Z \geq 4); \quad (1.51)$$

$$I \approx 13,5 \cdot Z \text{ эВ } (Z \leq 3). \quad (1.52)$$

На рис. 1.7 представлена рассчитанная разными способами зависимость средней энергии возбуждения от порядкового номера Z химического элемента в таблице Менделеева.

На рис. 1.8 представлена рассчитанная разными способами зависимость величины средней энергии возбуждения, отнесенной к зарядовому числу Z , от порядкового номера химического элемента в таблице Менделеева [34].

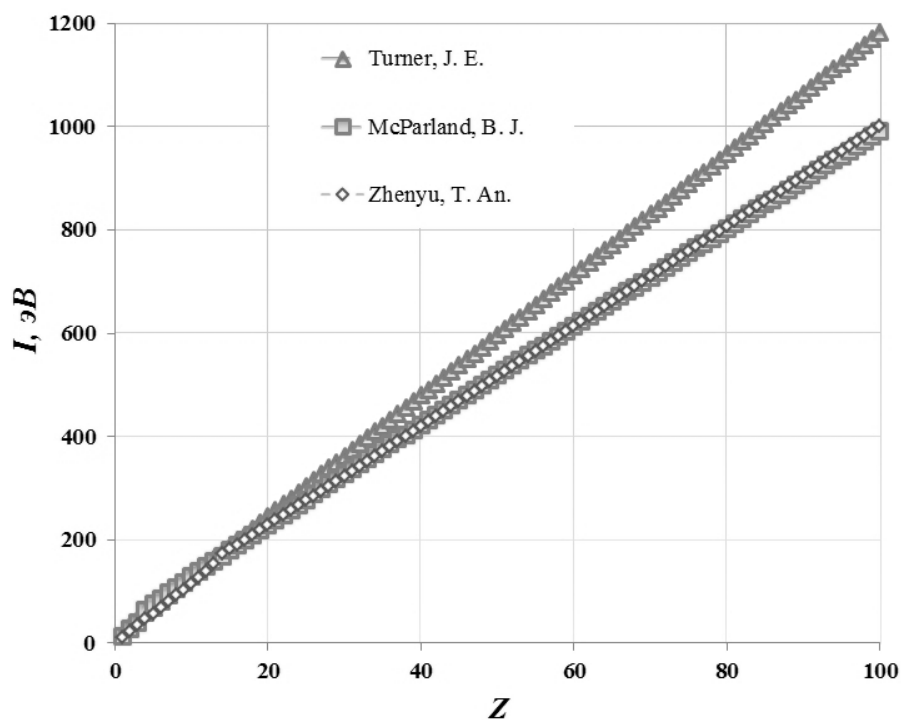


Рис. 1.7. Зависимость средней энергии возбуждения от порядкового номера химического элемента Z в таблице Менделеева

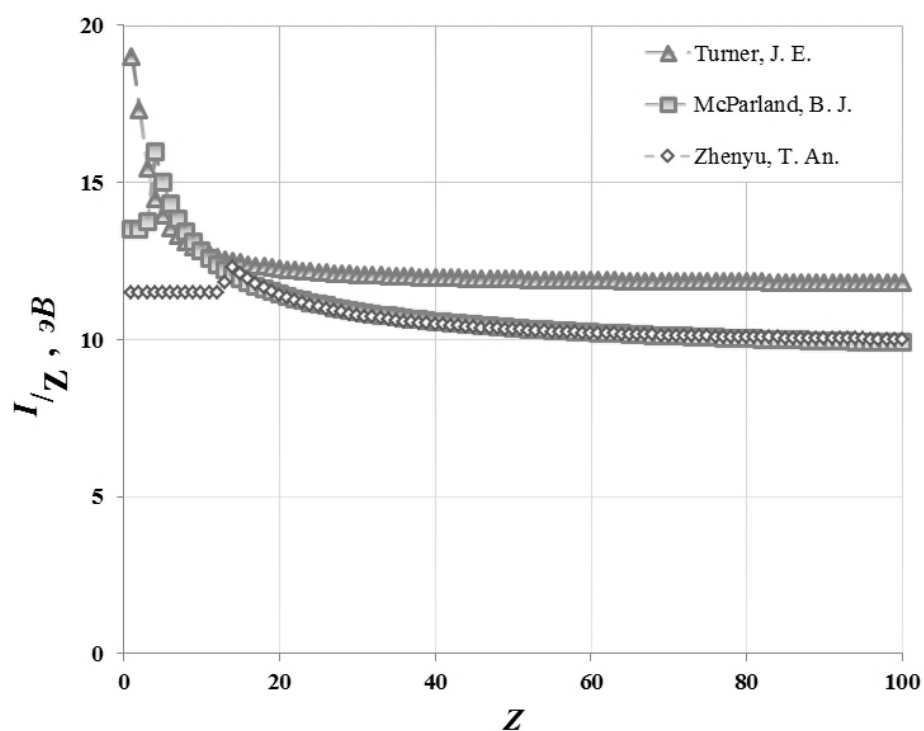


Рис. 1.8. Зависимость величины средней энергии возбуждения, отнесенной к зарядовому числу Z , от порядкового номера химического элемента в таблице Менделеева

В случае взаимодействия электронного пучка с веществом многокомпонентного состава при расчете средней энергии возбуждения необходимо учитывать вклад электронной плотности атомов всех компонентов, входящих в состав вещества. Средняя энергия возбуждения $\langle I \rangle$ веществ многокомпонентного состава рассчитывается по формуле

$$n \cdot \ln \langle I \rangle = \sum_i (N_i \cdot Z_i \cdot \ln I_i); \quad (1.53)$$

$$n = \sum_i N_i \cdot Z_i; \quad (1.54)$$

$$\ln \langle I \rangle = \frac{1}{n} \cdot \sum_i (N_i \cdot Z_i \cdot \ln I_i) = \frac{\sum_i (N_i \cdot Z_i \cdot \ln I_i)}{\sum_i N_i \cdot Z_i}, \quad (1.55)$$

где n – общее число электронов атомов разного сорта, входящих в состав молекул вещества; N_i – число атомов сорта i в составе молекулы; Z_i – число электронов в атоме сорта i (порядковый номер атома сорта i в периодической таблице химических элементов Менделеева).

В качестве примера рассчитаем среднюю энергию возбуждения вещества двухкомпонентного состава – воды (H_2O).

Расчет средней энергии возбуждения I атомов отдельных химических элементов проведем в соответствии с подходом, представленным в работе [31]:

$$I_1 = I_H = 19,0 \text{ эВ} (Z = 1); \quad (1.56)$$

$$I_2 = I_O = (11,2 + 11,7 \cdot 8) = 105 \text{ эВ} (Z = 8). \quad (1.57)$$

Общее число электронов входящих в состав атомов молекулы воды:

$$n = \sum_i N_i \cdot Z_i = N_1 \cdot Z_1 + N_2 \cdot Z_2 = 2 \cdot 1 + 1 \cdot 8 = 10; \quad (1.58)$$

$$\ln \langle I \rangle = \frac{\sum_i (N_i \cdot Z_i \cdot \ln I_i)}{\sum_i N_i \cdot Z_i} = \frac{N_1 \cdot Z_1 \cdot \ln I_1}{N_1 \cdot Z_1 + N_2 \cdot Z_2} + \frac{N_2 \cdot Z_2 \cdot \ln I_2}{N_1 \cdot Z_1 + N_2 \cdot Z_2}; \quad (1.59)$$

$$\ln \langle I \rangle = \frac{2 \cdot 1 \cdot \ln(19,0)}{10} + \frac{1 \cdot 8 \cdot \ln(105)}{10} = 4,312; \quad (1.60)$$

$$\langle I \rangle = \exp(4,312) = 74,6 \text{ эВ}. \quad (1.61)$$

При взаимодействии электронного пучка с веществом многокомпонентного состава в формуле расчета ионизационных потерь (1.43) необходимо заменить отношение порядкового номера отдельного химического элемента к его массовому числу Z/A на соотношение $\langle Z/A \rangle$ [29]:

$$\langle \frac{Z}{A} \rangle = \frac{\sum_i N_i \cdot Z_i}{\sum_i N_i \cdot A_i}, \quad (1.62)$$

где N_i – число атомов вещества сорта i в составе молекулы; Z_i – число электронов в атоме сорта i (порядковый номер атома сорта i в периодической таблице Менделеева); A_i – массовое число атома сорта i .

Например, для молекулы воды (H_2O) отношение $\langle Z/A \rangle$ составляет

$$\langle \frac{Z}{A} \rangle = \frac{\sum_i N_i \cdot Z_i}{\sum_i N_i \cdot A_i} = \frac{N_1 \cdot Z_1 + N_2 \cdot Z_2}{N_1 \cdot A_1 + N_2 \cdot A_2} = \frac{2 \cdot 1 + 1 \cdot 8}{2 \cdot 1 + 1 \cdot 16} = 0,56. \quad (1.63)$$

Расчет «числа остановки» и ионизационных потерь. Для удобства расчета «числа остановки» по формуле (1.46) рассмотрим закон сохранения энергии для релятивистских частиц (в том числе электронов):

$$E = T + m_0 c^2 = mc^2, \quad (1.64)$$

где T – кинетическая энергия падающего электрона; $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона; m – релятивистская масса электрона; E – полная энергия электрона.

Зависимость массы релятивистской частицы от скорости ее движения задается соотношением

$$m = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (1.65)$$

С учетом соотношения (1.16) формула (1.15) примет вид

$$E = T + m_0 c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (1.66)$$

Проведем ряд преобразований формулы (1.17):

$$\sqrt{1-\beta^2} = \frac{m_0 c^2}{T + m_0 c^2}; \quad (1.67)$$

$$1-\beta^2 = \left(\frac{m_0 c^2}{T + m_0 c^2} \right)^2 = \frac{(m_0 c^2)^2}{(T + m_0 c^2)^2}; \quad (1.68)$$

$$\beta^2 = 1 - \frac{(m_0 c^2)^2}{(T + m_0 c^2)^2}; \quad (1.69)$$

$$\beta^2 = 1 - \frac{(m_0 c^2)^2}{(T + m_0 c^2)^2} = \frac{(T + m_0 c^2)^2 - (m_0 c^2)^2}{(T + m_0 c^2)^2}; \quad (1.70)$$

$$\beta^2 = \frac{T^2 + 2Tm_0 c^2 + (m_0 c^2)^2 - (m_0 c^2)^2}{T^2 + 2Tm_0 c^2 + (m_0 c^2)^2}; \quad (1.71)$$

$$\beta^2 = \frac{T^2 + 2Tm_0 c^2}{T^2 + 2Tm_0 c^2 + (m_0 c^2)^2}. \quad (1.72)$$

Обозначим как α отношение кинетической энергии электрона к энергии его покоя $\alpha = \frac{T}{m_0 c^2}$ ($T = \alpha \cdot m_0 c^2$):

$$\beta^2 = \frac{\alpha^2 (m_0 c^2)^2 + 2\alpha (m_0 c^2)^2}{\alpha^2 (m_0 c^2)^2 + 2\alpha (m_0 c^2)^2 + (m_0 c^2)^2}. \quad (1.73)$$

Сократив каждое слагаемое числителя и знаменателя соотношения (1.73) на выражение $(m_0 c^2)^2$, получим формулу, позволяющую оценить величину скорости электрона по сравнению со скоростью света:

$$\beta^2 = \frac{\alpha^2 + 2\alpha}{\alpha^2 + 2\alpha + 1}. \quad (1.74)$$

При использовании формулы (1.74) для оценки величины скорости электрона по сравнению со скоростью света удобно представить кинетическую энергию электрона и энергию его покоя в 1·МэВ:

$$E_0 = m_0 c^2 = 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 9 \cdot 10^{16} = 81,9 \cdot 10^{-15} \text{ Дж} = \frac{81,9 \cdot 10^{-15}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 0,512 \cdot 10^6 \text{ эВ}.$$

Таким образом, $E_0 = 0,512 \cdot 10^6 \text{ эВ} = 0,512 \text{ МэВ}$.

Кинетическая энергия падающего электрона определяется ускоряющей разностью потенциалов. При ускорении электрона электрическим полем его кинетическая энергия будет равна произведению элементарного заряда на разность потенциалов U . Например, в случае если $U = 20 \text{ кВ}$, электрон приобретает кинетическую энергию $T = q \cdot U$.

$$\begin{aligned} T &= 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 20 \cdot 10^3 = 32 \cdot 10^{-16} \text{ Дж} = \frac{32 \cdot 10^{-16}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 20 \cdot 10^3 \text{ эВ} = \\ &= 0,02 \cdot 10^6 \text{ эВ} = 0,02 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Отношение квадрата скорости электрона к квадрату скорости света принимает значение

$$\beta^2 = \frac{\left(\frac{0,02}{0,512}\right)^2 + 2\left(\frac{0,02}{0,512}\right)}{\left(\frac{0,02}{0,512}\right)^2 + 2\left(\frac{0,02}{0,512}\right) + 1} = 0,07379. \quad (1.75)$$

Отношение скорости электрона к скорости света принимает значение

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{0,07379} = 0,2716. \quad (1.76)$$

Таким образом, при величине ускоряющего напряжения $U = 20 \text{ кВ}$ скорость электрона составляет $\beta = 0,2716$ скорости света, или 27,16 %, при этом такие электроны являются умеренно релятивистскими (слаборелятивистскими).

В качестве примера проведем расчет ионизационных потерь электронов с кинетической энергией $T = 20 \text{ кэВ}$ в алюминии ($\rho = 2700 \text{ кг/м}^3$, $Z = 13$, $A = 27$).

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_u = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 1^2 \cdot 6,022 \cdot 10^{23}}{9,1 \cdot 10^{-31} (3 \cdot 10^8)^2 10^{-3}} \left(\frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}\right)^2 \cdot \frac{13 \cdot 2700}{27 \cdot 0,07379} \cdot L. \quad (1.77)$$

Сокращение множителей, содержащих показатели степени десяти, приводит к выражению

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_u = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 6,022}{9,1 \cdot (3)^2} \left(\frac{1,6^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85}\right)^2 \cdot \frac{13 \cdot 2700}{27 \cdot 0,07379} \cdot \frac{10^{23-76}}{10^{-31+16-3-24}} \cdot L; \quad (1.78)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_u = 4,315 \cdot 10^{-11} \cdot L \frac{\text{Дж}}{\text{м}}. \quad (1.79)$$

Используя формулу (1.50), рассчитаем среднюю энергию возбуждения атома алюминия:

$$I = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot \left(9,7613 + \frac{58,5}{13^{0,19}}\right) = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 13 \cdot \left(9,76 + \frac{58,5}{13^{1,19}}\right); \quad (1.80)$$

$$I = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 162,8 = 260,5 \cdot 10^{-19} = 2,605 \cdot 10^{-17} \text{ Дж}. \quad (1.81)$$

Определим «число остановки» из формулы (1.34). Введем обозначение:
 $L = L_1 + L_2 - L_3 + L_4$.

$$L_1 = \ln \frac{T(T + m_{0e}c^2)^2 \beta^2}{2I^2 m_{0e}c^2}; \quad (1.82)$$

$$L_1 = \ln \left(\frac{20 \cdot 10^3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot (20 \cdot 10^3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} + 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot (3 \cdot 10^8)^2)^2 \cdot 0,07379}{2 \cdot (2,605 \cdot 10^{-17})^2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot (3 \cdot 10^8)^2} \right).$$

Сокращение множителей, содержащих показатели степени десяти, приводит к выражению

$$L_1 = \ln \left(\frac{20 \cdot 1,6(32 + 819)^2 \cdot 0,07379}{2 \cdot (2,605)^2 \cdot 9,1 \cdot 3^2} \cdot \frac{10^{3-19-32}}{10^{-34-31+16}} \right) = 9,49105; \quad (1.83)$$

$$L_2 = (1 - \beta^2) = 1 - 0,07379 = 0,92621; \quad (1.84)$$

$$L_3 = \left[2(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} - 1 + \beta^2 \right] \ln 2; \quad (1.85)$$

$$L_3 = \left[2(0,92621)^{\frac{1}{2}} - 1 + 0,07379 \right] \cdot 0,6932 = 0,69217; \quad (1.86)$$

$$L_4 = \frac{1}{8} \left(1 - (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} \right)^2; \quad (1.87)$$

$$L_4 = \frac{1}{8} \left(1 - (1 - 0,07379^2)^{\frac{1}{2}} \right)^2 = 0,1767. \quad (1.88)$$

Таким образом, $L = 9,49105 + 0,92621 - 0,69217 + 0,1767 = 9,72526$, а ионизационные потери электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ в алюминии составляют:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_u = 4,315 \cdot 10^{-11} \cdot 9,72526 \frac{\text{Дж}}{\text{м}} = 4,1965 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Дж}}{\text{м}}; \quad (1.89)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_u = 4,1965 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Дж}}{\text{м}} = \frac{4,1965 \cdot 10^{-10}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 2,623 \cdot 10^9 \frac{\text{эВ}}{\text{м}}; \quad (1.90)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_u = 2,623 \cdot 10^9 \frac{\text{эВ}}{\text{м}} = 2623 \frac{\text{МэВ}}{\text{м}} = \frac{2623}{100} \frac{\text{МэВ}}{\text{см}} = 26,23 \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}; \quad (1.91)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_u = 2,623 \cdot 10^9 \frac{\text{эВ}}{\text{м}} = 2,623 \cdot 10^9 \frac{\text{эВ}}{10^{10} \text{ \AA}} = 0,2623 \frac{\text{эВ}}{\text{ \AA}}. \quad (1.92)$$

Результаты расчетов, представленные в выражениях (1.89)–(1.92), находятся в высокой степени соответствия с литературными данными. Так, относительная погрешность расчета ионизационных потерь электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ в результате их взаимодействия с алюминием составляет 0,64% ($\left(-\frac{dE}{dx} \right)_u = 0,264 \frac{\text{эВ}}{\text{ \AA}}$, [35]).

Анализ формулы Бёте и результаты ее применения к расчетам ионизационных потерь при взаимодействии электронного пучка с веществом позволяет сформулировать следующие выводы:

1. Начальная кинетическая энергия электронов определяет механизм их взаимодействия с веществом, и, следовательно, доминирующий характер потерь – ионизация или стохастические взаимодействия с нуклонами. Ионизация атомов вещества обусловлена неупругими ионизационными процессами взаимодействия электронов, входящих в состав атомов вещества, и низкоэнергетических падающих электронов.

2. Зависимость траекторий движения электронов в веществе от их кинетической энергии представлена на рис. 1.9.

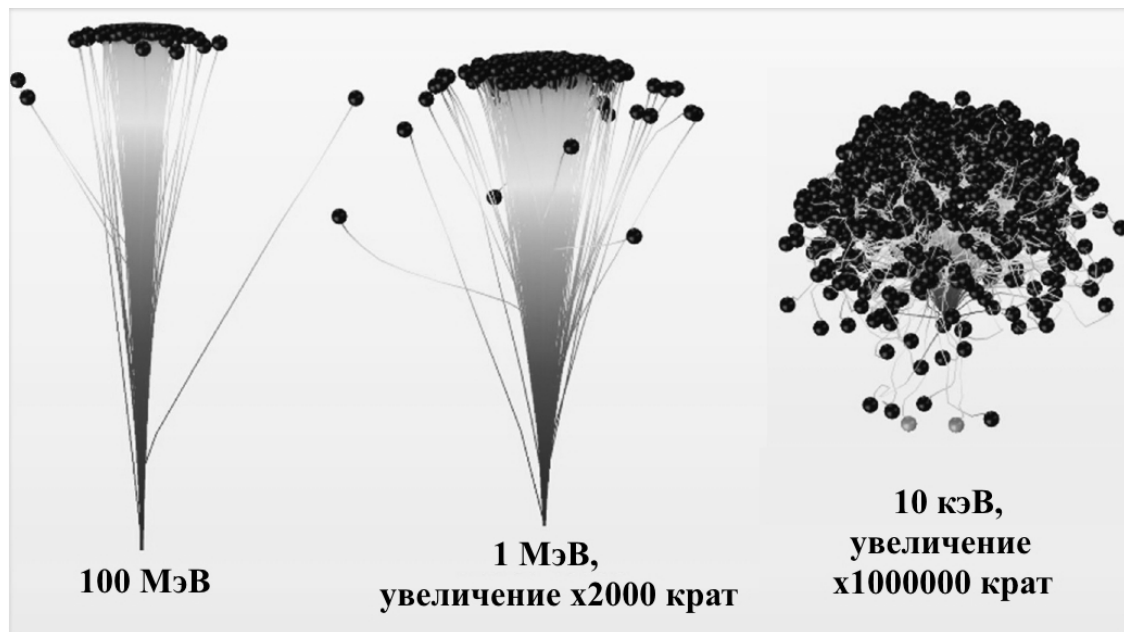


Рис. 1.9. Схема траекторий движения электронов в веществе в зависимости от начальной кинетической энергии

Электроны с более высокой начальной кинетической энергией преимущественно двигаются по траекториям, близким к прямолинейным. Низкоэнергетические электроны ($T < 1$ МэВ) рассеиваются существенно больше, двигаются более хаотично, форма области проникновения электронного пучка в вещество по мере уменьшения начальной кинетической энергии становится близка к сферической.

3. Удельные ионизационные потери обратно пропорциональны начальной кинетической энергии падающих электронов (рис. 1.10, 1.11).

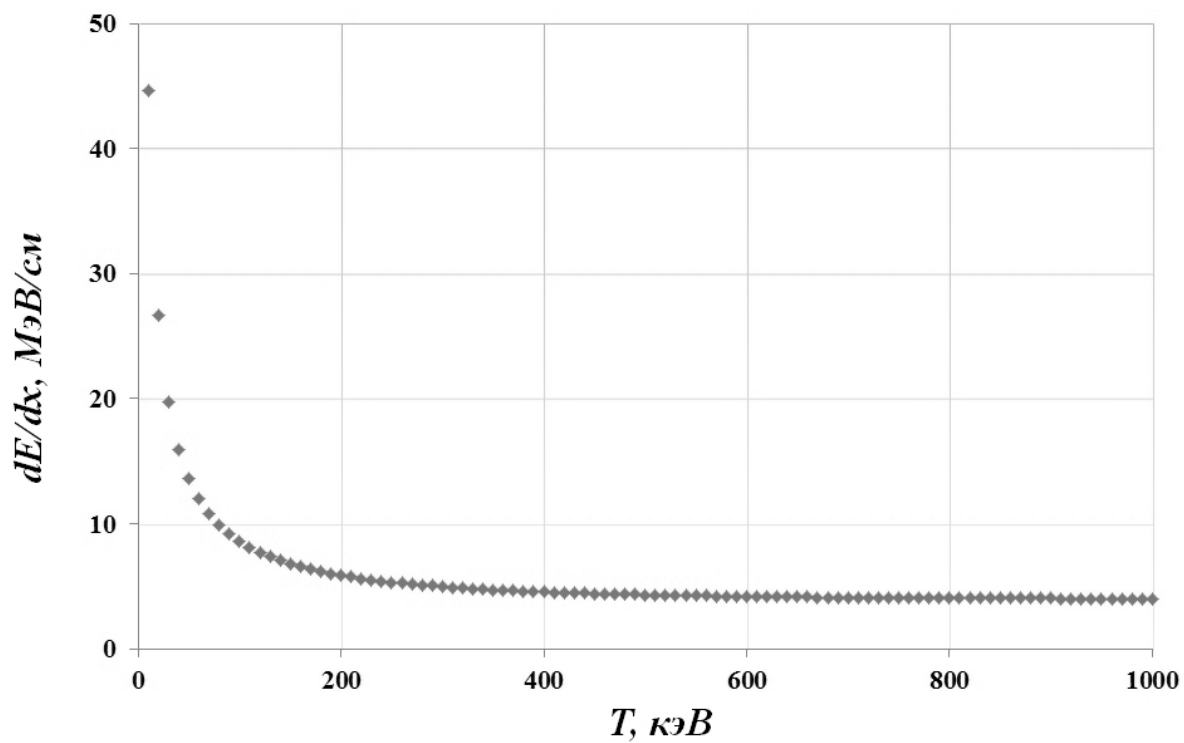


Рис. 1.10. Зависимость удельных ионизационных потерь от начальной кинетической энергии T падающих электронов ($T = 0 \dots 1000 \text{ кэВ}$)

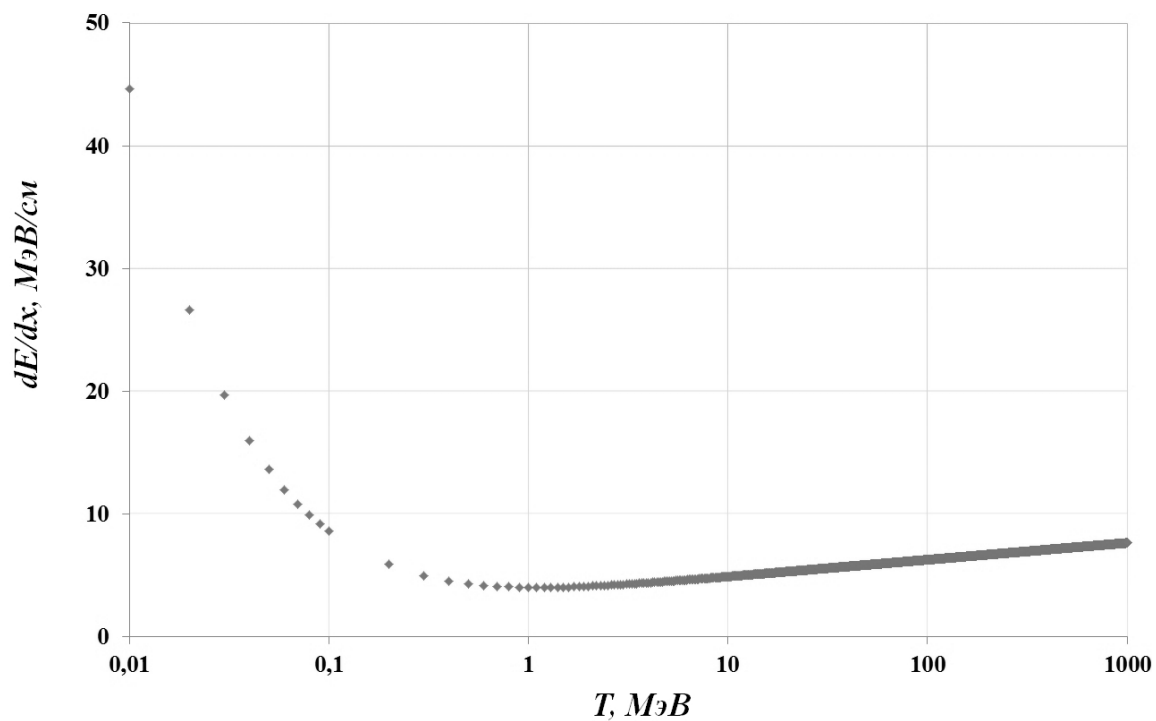


Рис. 1.11. Зависимость удельных ионизационных потерь от начальной кинетической энергии T падающих электронов ($T = 0 \dots 1000 \text{ МэВ}$)

4. Удельные ионизационные потери пропорциональны электронной плотности вещества и квадрату заряда частицы, теряющей энергию на ионизацию атомов вещества.

5. Зависимость удельных ионизационных потерь от свойств вещества определяется преимущественно отношением порядкового номера элемента Z к его массовому числу A (Z/A), причем для большинства веществ данная величина близка к 0,5 и монотонно уменьшается до 0,4 с ростом массовых чисел атомов химических элементов (рис. 1.12, 1.13).

На практике данный факт обуславливает использование в расчетах величины плотности ионизационных потерь $\left(\frac{dE}{\rho \cdot dx}\right)_u = \left(\rho^{-1} \cdot \frac{dE}{dx}\right)_u$, в этом случае ионизационные потери рассчитываются не в единицах длины (Дж/м), а в единицах «толщины» (в СИ в Дж·м²/кг, либо в МэВ·см²/г). В данном случае ионизационные потери также называются **массовой тормозной способностью вещества**.

Например, рассчитанное по формуле (1.92) значение удельных ионизационных потерь электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ в алюминии может быть преобразовано в единицы измерения массовой тормозной способности:

$$\left(-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx}\right)_u = \frac{4,1965 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Дж}}{\text{м}}}{2700 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}} = 1,5543 \cdot 10^{-13} \frac{\text{Дж} \cdot \text{м}^2}{\text{кг}}; \quad (1.93)$$

$$\left(-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx}\right)_u = 1,5543 \cdot 10^{-13} \frac{\text{Дж} \cdot \text{м}^2}{\text{кг}} = \frac{1,5543 \cdot 10^{-13} \cdot 10^4}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^3} \frac{\text{эВ} \cdot \text{см}^2}{\text{г}}; \quad (1.94)$$

$$\left(-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx}\right)_u = \frac{1,5543}{1,6} \cdot 10^7 = 9,714 \cdot 10^6 \frac{\text{эВ} \cdot \text{см}^2}{\text{г}} = 9,714 \frac{\text{МэВ} \cdot \text{см}^2}{\text{г}}. \quad (1.95)$$

На рис. 1.14 представлена зависимость массовой тормозной способности алюминия от начальной кинетической энергии электронов.

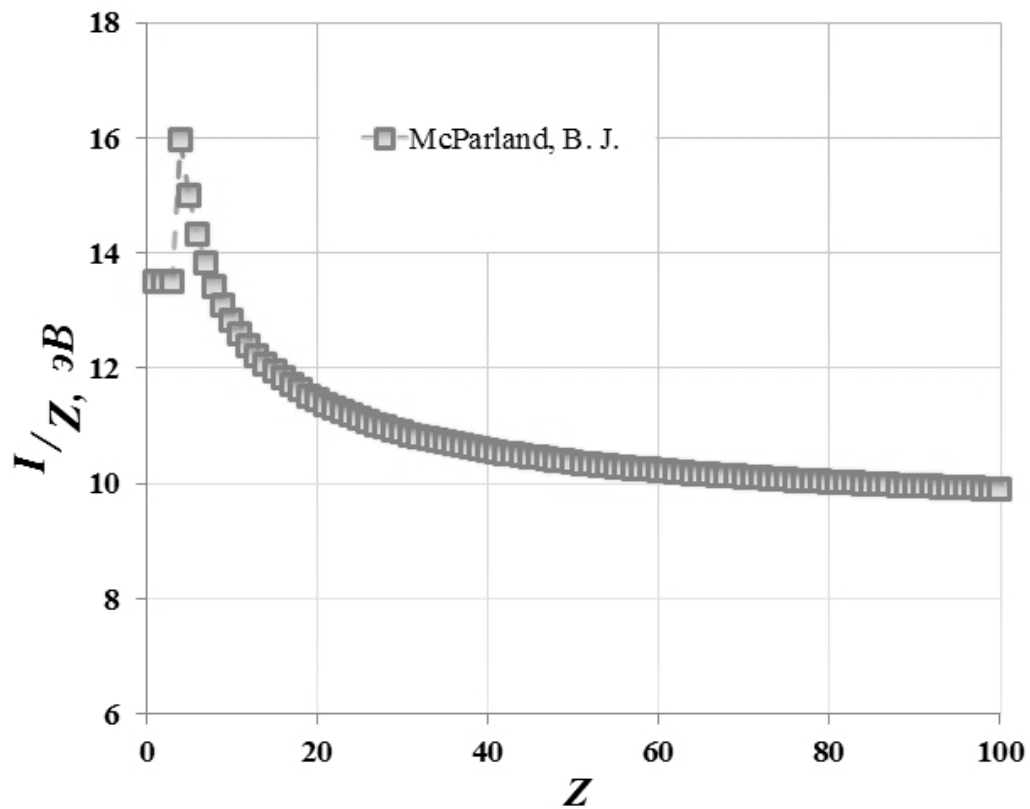


Рис. 1.12. Зависимость приведенной средней энергии ионизации (I/Z) от порядкового номера элемента Z

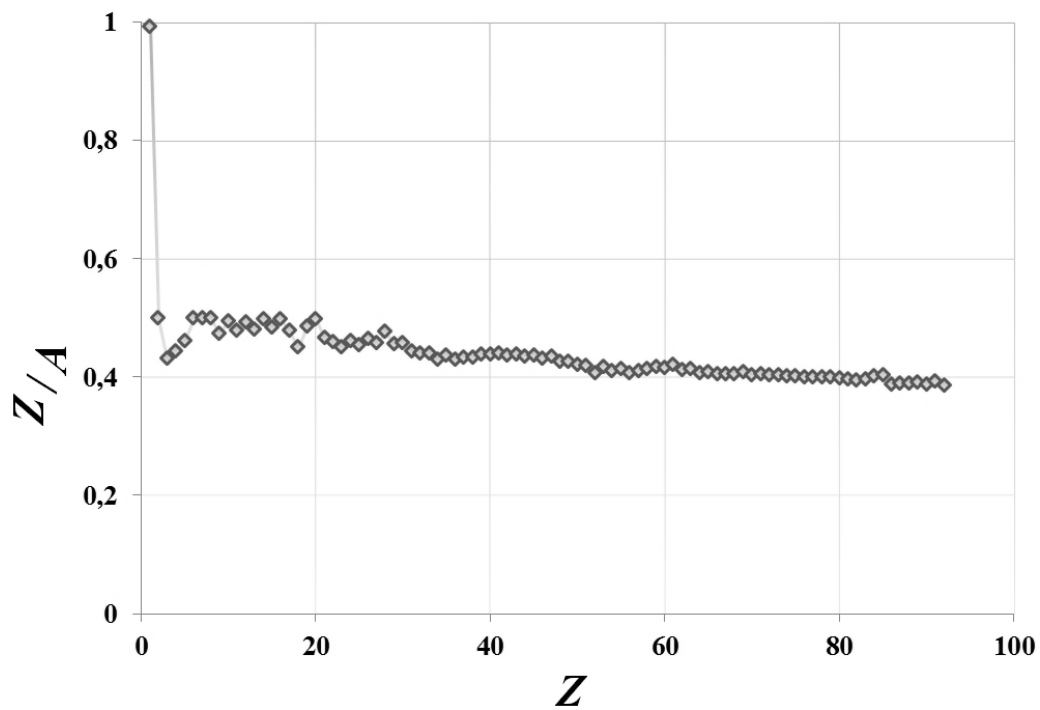


Рис. 1.13. Зависимость отношения порядкового номера элемента Z к его массовому числу A (Z/A) от порядкового номера элемента Z

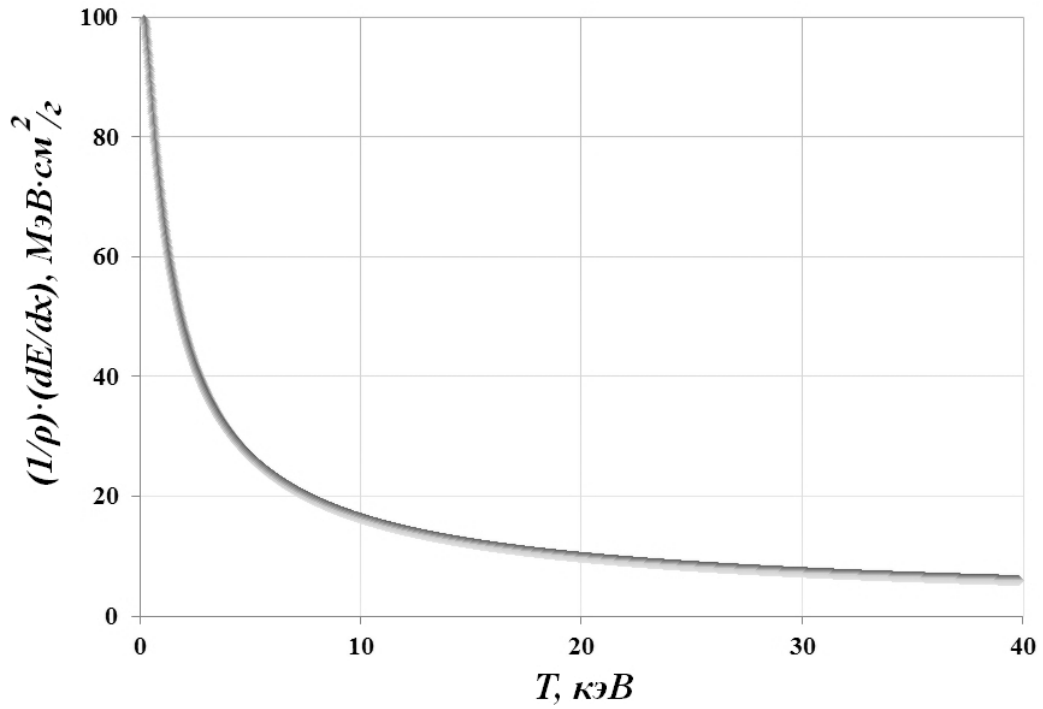


Рис. 1.14. Зависимость массовой тормозной способности алюминия от начальной кинетической энергии электронов

Радиационные потери. При замедлении электронов в кулоновском поле ядер возникает тормозное излучение – радиационные (излучательные) потери. Средняя энергия, рассеиваемая на единицу пути, составляет [29]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_p = \frac{16}{3} \cdot n_e \cdot T \cdot \frac{Z \cdot r_0^2}{137} \quad (T \leq m_{0e}c^2 = 511 \text{ кэВ}); \quad (1.96)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_p = n_e \cdot T \cdot \frac{Z \cdot r_0^2}{137} \cdot \left[4 \cdot \ln \frac{2 \cdot (T + m_{0e}c^2)}{m_{0e}c^2} - \frac{4}{3} \right] \quad (1.97)$$

$$\left(m_{0e}c^2 < T < \frac{137 \cdot m_{0e}c^2}{Z^{1/3}} \right);$$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_p = n_e \cdot T \cdot \frac{Z \cdot r_0^2}{137} \cdot \left[4 \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9} \right] \quad \left(T \geq \frac{137 \cdot m_{0e}c^2}{Z^{1/3}} \right), \quad (1.98)$$

где $r_0 = \frac{1}{4\pi \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{q_e^2}{m_{0e}c^2} = \frac{1}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}} \cdot \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 9 \cdot 10^{16}} = 2,818 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ –

классический радиус электрона (радиус экранирования); q_e – заряд электрона на n_e – концентрация электронов в единице объема вещества (электронная

плотность вещества); T – мгновенная кинетическая энергия падающего электрона; $m_{0e} = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона; Z – порядковый номер химического элемента в таблице Менделеева.

Знак минус в формулах радиационных потерь отражает факт уменьшения энергии частицы – падающего электрона – за счет его взаимодействия с веществом. С учетом выражения для электронной плотности вещества

$n_e = n \cdot Z = \frac{\rho \cdot N_A}{A \cdot M_u} \cdot Z$ – электронная плотность вещества. Формулы расчета радиационных потерь (1.64)–(1.66) могут быть представлены в виде

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_p = \frac{16}{3} \cdot \frac{\rho \cdot N_A \cdot Z}{A \cdot M_u} \cdot T \cdot \frac{Z \cdot r_0^2}{137} \quad (T \leq mc^2 = 511 \text{ кэВ}); \quad (1.99)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_p = \frac{\rho \cdot N_A \cdot Z}{A \cdot M_u} \cdot T \cdot \frac{Z \cdot r_0^2}{137} \cdot \left[4 \cdot \ln \frac{2 \cdot (T + mc^2)}{mc^2} - \frac{4}{3} \right] \quad (1.100)$$

$$\left(mc^2 < T < \frac{137 \cdot mc^2}{Z^{1/3}} \right);$$

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_p = \frac{\rho \cdot N_A \cdot Z}{A \cdot M_u} \cdot T \cdot \frac{Z \cdot r_0^2}{137} \cdot \left[4 \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9} \right] \quad \left(T \geq \frac{137 \cdot mc^2}{Z^{1/3}} \right). \quad (1.101)$$

Формулы расчета радиационных потерь (1.99)–(1.101) содержат одинаковый множитель M , зависящий только от выбора материала, подвергнутого облучению электронным пучком. Например, для алюминия данный множитель принимает значение

$$M = \frac{\rho \cdot N_A}{A \cdot M_u} \cdot \frac{Z^2 \cdot r_0^2}{137} = \frac{2700 \cdot 6,022 \cdot 10^{23}}{27 \cdot 10^{-3}} \cdot \frac{13^2 \cdot (2,818 \cdot 10^{-15})^2}{137} =$$

$$= 5899 \cdot \frac{10^{23} \cdot 10^{-30}}{10^{-3}} \frac{\text{кг} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{м}^2}{\text{м}^3 \cdot \frac{\text{кг}}{\text{моль}}} = 0,5889 \approx 0,59 \frac{1}{\text{м}} = \text{м}^{-1}. \quad (1.102)$$

Проверка размерности:

$$\left[\left(-\frac{dE}{dx} \right)_p \right] = M \cdot T = \frac{1}{\text{м}} \cdot \text{Дж} = \frac{\text{Дж}}{\text{м}}. \quad (1.103)$$

В качестве альтернативы расчету радиационных потерь в системе СИ (Дж/м), единицы их измерения могут быть выражены в 1·МэВ/см, а также в 1·эВ/Å: 1 эВ = 1,6·10⁻¹⁹ Дж, 1 МэВ = 1,6·10⁻¹⁹·10⁶ = 1,6·10⁻¹³ Дж; 1 Å = 10⁻¹⁰ м.

Для перевода величины радиационных потерь в 1·МэВ/см значение, рассчитанное в 1·Дж/м, необходимо разделить на коэффициент 1,6·10⁻¹¹, а для перевода в 1·эВ/Å, значение, рассчитанное в 1·Дж/м, необходимо разделить на коэффициент 1,6·10⁻⁹.

В качестве примера рассчитаем радиационные потери электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ, $T = 1000$ кэВ и $T = 50\,000$ кэВ.

В случае, если кинетическая энергия электронов составляет $T = 20$ кэВ, для расчета радиационных потерь необходимо использовать формулу (1.67), так как $T = 20$ кэВ < $m_0c^2 = 511$ кэВ. С учетом рассчитанного множителя $M = 0,59$ радиационные потери электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ в алюминии составляют:

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dE}{dx}\right)_p &= \frac{16}{3} \cdot T \cdot \left(\frac{\rho \cdot N_A}{A \cdot M_u} \cdot \frac{Z^2 \cdot r_0^2}{137}\right) = \frac{16}{3} \cdot T \cdot M = \\ &= \frac{16}{3} \cdot 20 \cdot 10^3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,59 = 100,69 \cdot 10^{-16} = 1,0069 \cdot 10^{-14} \frac{\text{Дж}}{\text{м}}; \end{aligned} \quad (1.104)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_p = 1,0069 \cdot 10^{-14} \frac{\text{Дж}}{\text{м}} = \frac{1,0069 \cdot 10^{-14}}{1,6 \cdot 10^{-11}} \frac{\text{МэВ}}{\text{см}} = 0,0006293 \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}; \quad (1.105)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_p = 1,0069 \cdot 10^{-14} \frac{\text{Дж}}{\text{м}} = \frac{1,0069 \cdot 10^{-14}}{1,6 \cdot 10^{-9}} \frac{\text{эВ}}{\text{Å}} = 0,000006293 \frac{\text{эВ}}{\text{Å}}. \quad (1.106)$$

Если кинетическая энергия электронов составляет $T = 1000$ кэВ, радиационные потери рассчитываются по формуле (1.68), так как $m_0c^2 = 511$ кэВ < $T = 1000$ кэВ < $\frac{137 \cdot m_0c^2}{Z^{1/3}} = \frac{137 \cdot 511 \text{ кэВ}}{13^{1/3}} = 29773 \text{ кэВ}$.

С учетом рассчитанного множителя $M = 0,59$ радиационные потери электронов с кинетической энергией $T = 1000$ кэВ в алюминии составляют:

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dE}{dx}\right)_p &= \frac{\rho \cdot N_A \cdot Z}{A \cdot M_u} \cdot T \cdot \frac{Z \cdot r_0^2}{137} \cdot \left[4 \cdot \ln \frac{2 \cdot (T + mc^2)}{mc^2} - \frac{4}{3}\right] = \\ &= T \cdot M \cdot \left[4 \cdot \ln \frac{2 \cdot (T + mc^2)}{mc^2} - \frac{4}{3}\right]; \end{aligned} \quad (1.107)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_p = 1000 \cdot 10^3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,59 \cdot \left[4 \cdot \ln \frac{2 \cdot (1000 + 511)}{511} - \frac{4}{3}\right] =$$

$$= 0,944 \cdot 10^{-13} \cdot 5,776 = 5,45 \cdot 10^{-13} \frac{\text{Дж}}{\text{м}}; \quad (1.108)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_p = 5,45 \cdot 10^{-13} \frac{\text{Дж}}{\text{м}} = \frac{5,45 \cdot 10^{-13}}{1,6 \cdot 10^{-11}} \frac{\text{МэВ}}{\text{см}} = 0,0341 \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}; \quad (1.109)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_p = 5,45 \cdot 10^{-13} \frac{\text{Дж}}{\text{м}} = \frac{5,45 \cdot 10^{-13}}{1,6 \cdot 10^{-9}} \frac{\text{эВ}}{\text{А}} = 0,000341 \frac{\text{эВ}}{\text{А}}. \quad (1.110)$$

Если кинетическая энергия электронов составляет $T = 50\,000$ кэВ, радиационные потери рассчитываются по формуле (1.69), так как $T = 50\,000$ кэВ $> \frac{137 \cdot m_0 c^2}{Z^{1/3}} = \frac{137 \cdot 511 \text{ кэВ}}{13^{1/3}} = 29773$ кэВ.

С учетом рассчитанного множителя $M = 0,59$ радиационные потери электронов с кинетической энергией $T = 50\,000$ кэВ в алюминии составляют:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_p = \frac{\rho \cdot N_A \cdot Z}{A \cdot M_u} \cdot T \cdot \frac{Z \cdot r_0^2}{137} \cdot \left[4 \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9}\right]; \quad (1.111)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_p = T \cdot M \cdot \left[4 \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9}\right] = 50000 \cdot 10^3 \cdot 0,59 \cdot \left[4 \cdot \ln \frac{183}{13^{1/3}} + \frac{2}{9}\right]; \quad (1.112)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_p = 50000 \cdot 10^3 \cdot 0,59 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 17,64 = 8,3261 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Дж}}{\text{м}}; \quad (1.113)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_p = 8,3261 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Дж}}{\text{м}} = \frac{8,3261 \cdot 10^{-11}}{1,6 \cdot 10^{-11}} \frac{\text{МэВ}}{\text{см}} = 5,204 \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}; \quad (1.114)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_p = 8,3261 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Дж}}{\text{м}} = \frac{8,3261 \cdot 10^{-11}}{1,6 \cdot 10^{-9}} \frac{\text{эВ}}{\text{А}} = 0,05204 \frac{\text{эВ}}{\text{А}}. \quad (1.115)$$

В расчетах зачастую используется величина **плотности радиационных потерь** $\left(\frac{dE}{\rho \cdot dx}\right)_p = \left(\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx}\right)_p$. В этом случае радиационные потери

рассчитываются не в единицах длины (Дж/м), а в единицах «толщины» (в СИ в Дж·м²/кг, либо в МэВ·см²/г). Например, рассчитанное по формуле (1.113) значение удельных радиационных потерь электронов с кинетической энергией $T = 50\,000$ кэВ в алюминии может быть представлено в единицах «толщины»:

$$\left(-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx}\right)_p = \frac{8,3261 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Дж}}{\text{м}}}{2700 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}} = 3,084 \cdot 10^{-14} \frac{\text{Дж} \cdot \text{м}^2}{\text{кг}}; \quad (1.116)$$

$$\left(-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx}\right)_p = 3,084 \cdot 10^{-14} \frac{\text{Дж} \cdot \text{м}^2}{\text{кг}} = \frac{3,084 \cdot 10^{-14} \cdot 10^4}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^3} \frac{\text{эВ} \cdot \text{см}^2}{\text{г}}; \quad (1.117)$$

$$\left(-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx}\right)_p = \frac{3,084}{1,6} \cdot 10^6 = 1,927 \cdot 10^6 \frac{\text{эВ} \cdot \text{см}^2}{\text{г}} = 1,927 \frac{\text{МэВ} \cdot \text{см}^2}{\text{г}}. \quad (1.118)$$

Общее уменьшение кинетической энергии электронов на единицу длины определяется как сумма **удельных ионизационных и удельных радиационных потерь** и называется **удельными энергетическими потерями** $\left(\frac{dE}{dx}\right)$ [36]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = \left[\left(-\frac{dE}{dx}\right)_u + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_p\right]; \quad (1.119)$$

$$\left(-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx}\right) = \left[\left(-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx}\right)_u + \left(-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx}\right)_p\right]. \quad (1.120)$$

Начальная кинетическая энергия электронов, при которой ионизационные и радиационные потери равны $\left(\left(\frac{dE}{dx}\right)_u \approx \left(\frac{dE}{dx}\right)_p\right)$, называется **критической энергией T_K** . Величина критической энергии определяется средним порядковым номером атомов вещества, выражается в 1·МэВ и для твердых тел задается следующими эмпирическими соотношениями:

$$T_K = \frac{800}{Z + 1,2}; \quad (1.121)$$

$$T_K = \frac{610}{Z + 1,24}. \quad (1.122)$$

Например, для алюминия величина критической энергии принимает значение:

$$T_K = \frac{800}{13 + 1,2} = \frac{800}{13 + 1,2} \approx 56,34 \text{ МэВ}; \quad (1.123)$$

$$T_K = \frac{610}{Z + 1,24} = \frac{610}{13 + 1,24} \approx 42,84 \text{ МэВ}. \quad (1.124)$$

На рис. 1.15 представлена зависимость удельных ионизационных и радиационных потерь от начальной кинетической энергии T падающих электронов ($T = 0 \dots 100$ МэВ).

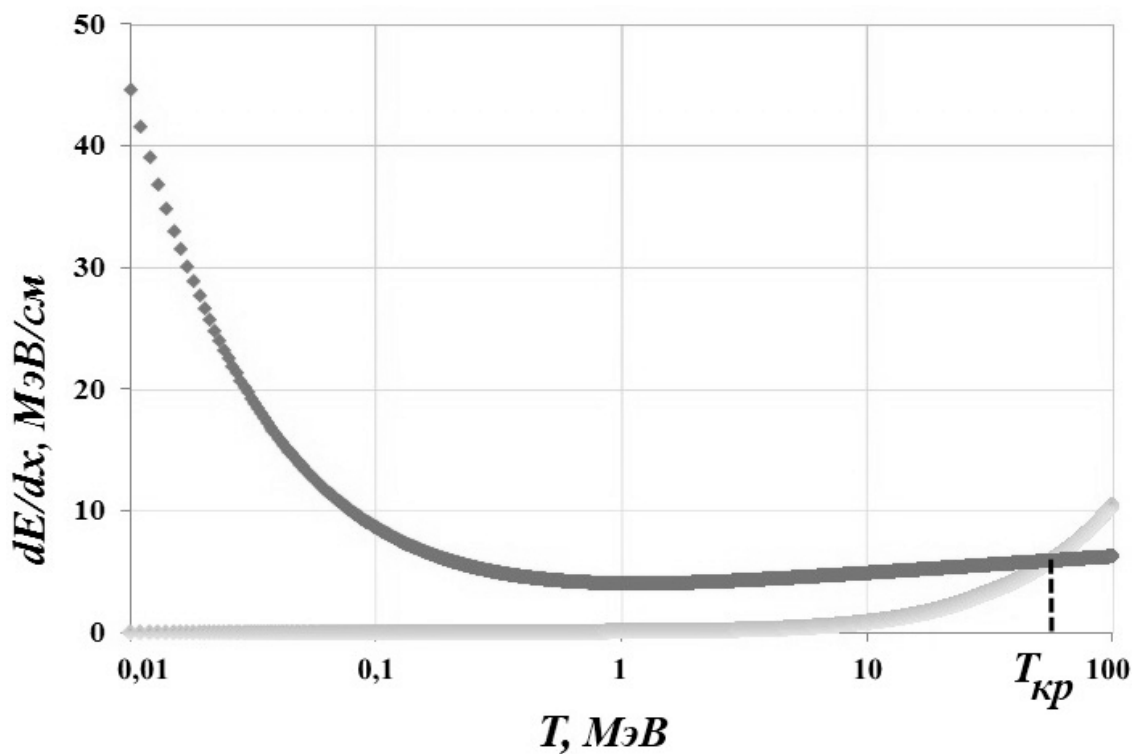


Рис. 1.15. Зависимость удельных ионизационных и радиационных потерь от начальной кинетической энергии T падающих электронов ($T = 0 \dots 100$ МэВ)

Радиационные потери электронов пренебрежимо малы по сравнению с ионизационными потерями при $T < 1000$ кэВ, при $T > 100\,000$ кэВ радиационные потери превышают ионизационные потери в несколько раз.

В том случае, когда радиационные потери существенно превышают ионизационные потери, начальная кинетическая энергия электронов при прохождении через вещество убывает по экспоненциальному закону:

$$E(x) = T \cdot e^{-\frac{x}{L_r}}, \quad (1.125)$$

где T – начальная кинетическая энергия электронов; E – энергия электронов после прохождения расстояния x ; L_r – **радиационная длина** (длина, на которой происходит уменьшение энергии электронов в $e = 2,72$ раза).

Если радиационные потери существенно превышают ионизационные потери ($\left(\frac{dE}{dx}\right)_u \ll \left(\frac{dE}{dx}\right)_p$), можно считать, что радиационные потери приблизительно равны отношению энергии электронов к радиационной длине ($\left(\frac{dE}{dx}\right)_p \approx \frac{T}{L_r}$).

Средний, проективный и максимальный пробеги электронов. В связи с тем, что при прохождении электроном пути dx в веществе его энергия уменьшается на величину $(dE_u + dE_p)$, на следующем шаге расчета пробега электронов необходимо учитывать энергию, меньшую на величину $(dE_u + dE_p)$.

Таким образом, расчет текущей энергии электрона производится с использованием данных предыдущего шага (рекуррентный расчет). Расчет проводится до тех пор, пока энергия электрона не станет равна нулю, при этом фиксируется глубина пробега электрона. В общем случае для расчета **средней длины пробега** электронов в веществе R_B используется формула Бёте:

$$R_B = \int_{E=T}^{E=0} \left(\frac{dE}{ds}\right)^{-1} dE, \quad (1.126)$$

где T – кинетическая энергия падающего электрона; E – мгновенная энергия электрона в веществе.

Проблема определения тормозной способности веществ и пробега в них электронов, обладающих энергиями от 0,5 до 30 кэВ, имеет высокую теоретическую и прикладную значимость благодаря использованию электронного

пучка в различных методах исследования поверхности (электронная и просвечивающая микроскопия), а также в таких областях науки, как радиационная и ядерная физика и химия.

К настоящему времени разработан ряд полуэмпирических подходов к оценке *среднего траекторного пробега* (средняя длина пути, проходимого частицей до полной потери энергии – *средняя длина пробега по Бёте, R_B*), а также *глубины проникновения электронов в мишень (проективный пробег, средний пробег)*.

Аналитическое выражение, определяющее взаимосвязь средней глубины проникновения и пробега электронов в веществе, имеет вид

$$R_p = \frac{R_B}{2} \cdot (1 - \eta) \cdot \left[1 - \frac{\sigma_{tr}}{\sigma_{el}} \right] = \frac{R_B}{2} \cdot (1 - \eta) \cdot \left[\frac{\sigma_{el} - \sigma_{tr}}{\sigma_{el}} \right], \quad (1.127)$$

где R_p – средний (проективный) пробег электронов; R_B – пробег электронов по Бёте; η – коэффициент отражения электронов; σ_{tr} и σ_{el} – сечение упругого и неупругого рассеяния электронов соответственно.

Из уравнения (1.127) следует, что пробег электронов может быть выражен через их средний (проективный) пробег R_p [37, 38]:

$$R_B = 2 \cdot \frac{\sigma_{el}}{(\sigma_{el} - \sigma_{tr})} \cdot \frac{R_p}{(1 - \eta)}. \quad (1.128)$$

Глубина проникновения электронов в вещество (проективный пробег) зависит только от его плотности, начальной кинетической энергии электронов и порядкового номера химического элемента в таблице Менделеева и определяется по формуле

$$R_p = \frac{\alpha}{\rho} \cdot T^n, \quad (1.129)$$

где ρ – плотность среды; T – кинетическая энергия падающих электронов (кэВ);

α , n – константы, определяемые соотношениями ($[\alpha] = \frac{\text{МКГ}}{\text{см}^2 (\text{кэВ})^n}$):

$$\alpha = 2,65641 + 0,02932 \cdot Z; \quad (1.130)$$

$$n = 1,67835 - 0,00172 \cdot Z. \quad (1.131)$$

С учетом уравнения (1.129) выражение для расчета пробега электронов в веществе принимает вид

$$R_B = \frac{\sigma_{el}}{(\sigma_{el} - \sigma_{tr})} \cdot \frac{2 \cdot \alpha}{\rho} \cdot T^n \cdot \frac{1}{(1 - \eta)}. \quad (1.132)$$

Множитель, учитывающий величину сечения упругого и неупругого рассеяния электронов, приблизительно равен 1,034:

$$\left\langle \frac{\sigma_{el}}{(\sigma_{el} - \sigma_{tr})} \right\rangle = 1,0339706. \quad (1.133)$$

В формулу расчета средней длины пробега электронов также в качестве множителя входит коэффициент их отражения (η):

$$\eta = 1 - \frac{1 + 3 \cdot \varepsilon(T) \cdot \sqrt{Z - 1}}{(1 + \varepsilon(T) \cdot \sqrt{Z - 1})^3}, \quad (1.134)$$

где T – кинетическая энергия падающего электрона.

Функция $\varepsilon(T)$, фигурирующая в выражении расчета коэффициента отражения электронов, зависит от начальной кинетической энергии электронов и рассчитывается в соответствии с соотношениями:

$$\varepsilon(T) = \begin{cases} 0,0811 + 0,0037 \cdot T & 2 \leq T \leq 6,7 \text{ кэВ} \\ 0,1051 + 1,078 \cdot 10^{-4} \cdot T & 6,7 \leq T \leq 45 \text{ кэВ} \end{cases}. \quad (1.135)$$

С учетом формул (1.128)–(1.134) выражение для расчета средней длины пробега электронов в веществе принимает вид:

$$R_B = 2 \cdot 1,0339706 \cdot T^{(1,67835 - 0,00172 \cdot Z)} \times \frac{(2,65641 + 0,02932 \cdot Z) \cdot (1 + \varepsilon(T) \cdot \sqrt{Z - 1})^3}{\rho \cdot (1 + 3 \cdot \varepsilon(T) \cdot \sqrt{Z - 1})}. \quad (1.136)$$

Средняя длина пробега электронов в веществе зависит от его плотности, начальной кинетической энергии электронов и порядкового номера химического элемента в таблице Менделеева.

В качестве примера рассчитаем среднюю длину пробега по Бёте, а также средний (проективный) пробег электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ

в алюминии ($Z = 13$). Данное значение кинетической энергии электронов соответствует диапазону $6,7 \leq T \leq 45$ кэВ. Таким образом, функция $\varepsilon(T)$ принимает значение

$$\varepsilon(T) = 0,1051 + 1,078 \cdot 10^{-4} \cdot T = 0,1051 + 1,078 \cdot 10^{-4} \cdot 20 = 0,107256. \quad (1.137)$$

Средняя длина пробега электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ в алюминии R_B принимает значение

$$R_B = 2 \cdot 1,0339706 \cdot 20^{(1,67835 - 0,00172 \cdot 13)} \times \frac{(2,65641 + 0,02932 \cdot 13) \cdot (1 + 0,107256) \cdot \sqrt{13 - 1}^3}{2700 \cdot (1 + 3 \cdot 0,107256 \cdot \sqrt{13 - 1})} = 4051,24 \text{ нм}; \quad (1.138)$$

$$R_B = 4051,24 \text{ нм} = 40512,4 \text{ \AA} = 4,05124 \text{ мкм}. \quad (1.139)$$

Средний (проективный) пробег электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ в алюминии может быть рассчитан с использованием средней длины пробега по Бёте (1.139) по формулам (1.133)–(1.136).

$$R_p = \frac{R_B}{2} \cdot (1 - \eta) \cdot \left[\frac{\sigma_{el} - \sigma_{tr}}{\sigma_{el}} \right]. \quad (1.140)$$

$$\eta = 1 - \frac{1 + 3 \cdot \varepsilon(T) \cdot \sqrt{Z - 1}}{(1 + \varepsilon(T) \cdot \sqrt{Z - 1})^3} = 1 - \frac{1 + 3 \cdot 0,107256 \cdot \sqrt{13 - 1}}{(1 + 0,107256 \cdot \sqrt{13 - 1})^3} = 0,180394. \quad (1.141)$$

$$\left\langle \frac{\sigma_{el}}{(\sigma_{el} - \sigma_{tr})} \right\rangle = 1,0339706. \quad (1.142)$$

$$R_p = \frac{40512,4}{2} \cdot (1 - 0,180394) \cdot \frac{1}{1,0339706} = 16056,6 \text{ \AA}. \quad (1.143)$$

Проективный пробег электронов также может быть рассчитан независимо от средней длины пробега по Бёте. Проективный пробег электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ в алюминии может быть рассчитан по формуле (1.129).

Константы α , n принимают значения:

$$\alpha = 2,65641 + 0,02932 \cdot 13 = 3,03757; \quad (1.144)$$

$$n = 1,67835 - 0,00172 \cdot 13 = 1,65599; \quad (1.145)$$

$$R_p = \frac{3,03757}{2700} \cdot (20)^{1,65599} = 0,16057 \frac{\text{м}^3 \cdot \text{МКГ}}{\text{КГ} \cdot \text{см}^2 \cdot (\text{кэВ})^n} \cdot (\text{кэВ})^n; \quad (1.146)$$

$$\begin{aligned} R_p &= 0,16057 \frac{\text{м}^3 \cdot \text{МКГ}}{\text{КГ} \cdot \text{см}^2} = 0,16057 \frac{\text{м}^3 \cdot 10^{-9} \text{КГ}}{\text{КГ} \cdot 10^{-4} \text{м}^2} = \\ &= 0,16057 \cdot 10^{-5} \text{ м} = 1,6057 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 1,6057 \text{ мкм} = 16057 \text{ Å}. \end{aligned} \quad (1.147)$$

Расчет максимальной глубины проникновения электронов в вещество R_{\max} также может быть реализован с применением соотношения Канайа – Окаяма (R_{K-O} , нм) [1]:

$$R_{K-O} = 27,6 \cdot \frac{A \cdot T^{1,67}}{\rho \cdot Z^{0,89}}, \quad (1.148)$$

где ρ – плотность среды (г/см^3); T – кинетическая энергия падающих электронов (кэВ); Z – порядковый номер химического элемента в таблице Менделеева; A – молярная масса (г/моль).

Максимальная глубина проникновения электронов в вещество, рассчитанная по формуле (1.148), измеряется в нанометрах. В качестве примера рассчитаем максимальную глубину проникновения в вещество электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ в алюминии ($Z = 13$) по формуле Канайа – Окаяма:

$$R_{K-O} = 27,6 \cdot \frac{A \cdot T^{1,67}}{\rho \cdot Z^{0,89}} = 27,6 \cdot \frac{27 \cdot 20^{1,67}}{2,7 \cdot 13^{0,89}} = 4190,05 \text{ нм} = 41900,5 \text{ Å}; \quad (1.149)$$

$$R_{K-O} = 4190,05 \text{ нм} \approx 4,19 \text{ мкм}. \quad (1.150)$$

Также используется понятие массового (эффективного) пробега электронов в веществе ($\rho \cdot R$), под которым понимается толщина поверхностного слоя вещества, полностью поглощающего электроны. В этом случае пробеги электронов рассчитываются не в единицах длины, а в единицах «толщины» (в СИ в $1 \cdot \text{кг/м}^2$, либо в $1 \cdot \text{г/см}^2$).

Массовый пробег может быть рассчитан как с использованием формулы Бёте, так и с применением соотношения Канайа – Окаяма:

$$(\rho \cdot R_{K-O}) = 27,6 \cdot \frac{A \cdot T^{1,67}}{Z^{0,89}}; \quad (1.151)$$

$$(\rho \cdot R_B) = \frac{\sigma_{el}}{(\sigma_{el} - \sigma_{tr})} \cdot \frac{2 \cdot \alpha \cdot T^n}{(1 - \eta)}. \quad (1.152)$$

Приведем пример расчёта массового пробега электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ в алюминии ($Z = 13$) с использованием формул Бёте и Канайа – Окаяма:

$$(\rho \cdot R_B) = 2,7 \frac{\Gamma}{\text{см}^3} \cdot 4051,24 \text{ нм} = 10938,4 \frac{\Gamma \cdot \text{нм}}{\text{см}^3}; \quad (1.153)$$

$$(\rho \cdot R_B) = 10938,4 \frac{\Gamma}{\text{см}^2} \cdot \frac{\text{нм}}{\text{см}} \approx 1,094 \cdot 10^4 \cdot \frac{10^{-9}}{10^{-2}} \frac{\Gamma}{\text{см}^2} = 1,094 \cdot 10^{-3} \frac{\Gamma}{\text{см}^2}; \quad (1.154)$$

$$\rho \cdot R_{K-O} = 1,094 \frac{\text{мг}}{\text{см}^2}; \quad (1.155)$$

$$\rho \cdot R_{K-O} = 2,7 \frac{\Gamma}{\text{см}^3} \cdot 4190,05 \text{ нм} = 11313 \frac{\Gamma \cdot \text{нм}}{\text{см}^3}; \quad (1.156)$$

$$\rho \cdot R_{K-O} = 11313 \frac{\Gamma}{\text{см}^2} \cdot \frac{\text{нм}}{\text{см}} \approx 1,131 \cdot 10^4 \cdot \frac{10^{-9}}{10^{-2}} \frac{\Gamma}{\text{см}^2} = 1,131 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\Gamma}{\text{см}^2}; \quad (1.157)$$

$$\rho \cdot R_{K-O} = 1,131 \frac{\text{мг}}{\text{см}^2}. \quad (1.158)$$

Для моделирования взаимодействия электронного пучка с веществом применяется метод Монте-Карло, однако зачастую достаточно провести оценку размера области проникновения электронов в мишень. Средний пробег по Бёте является расстоянием, которое электрон проходит в веществе, но это расстояние измеряется вдоль сложной траектории, формирующейся благодаря многократным упругим взаимодействиям. Соотношение (1.148) учитывает как

неупругие, так и упругие рассеяния, и обеспечивает возможность оценки объема взаимодействия электронов с веществом как радиуса полусферы с центром в точке падения пучка. На рис. 1.16 представлена картина результатов применения метода Монте-Карло к моделированию взаимодействия электронов с энергией $T = 20$ кэВ с алюминием.

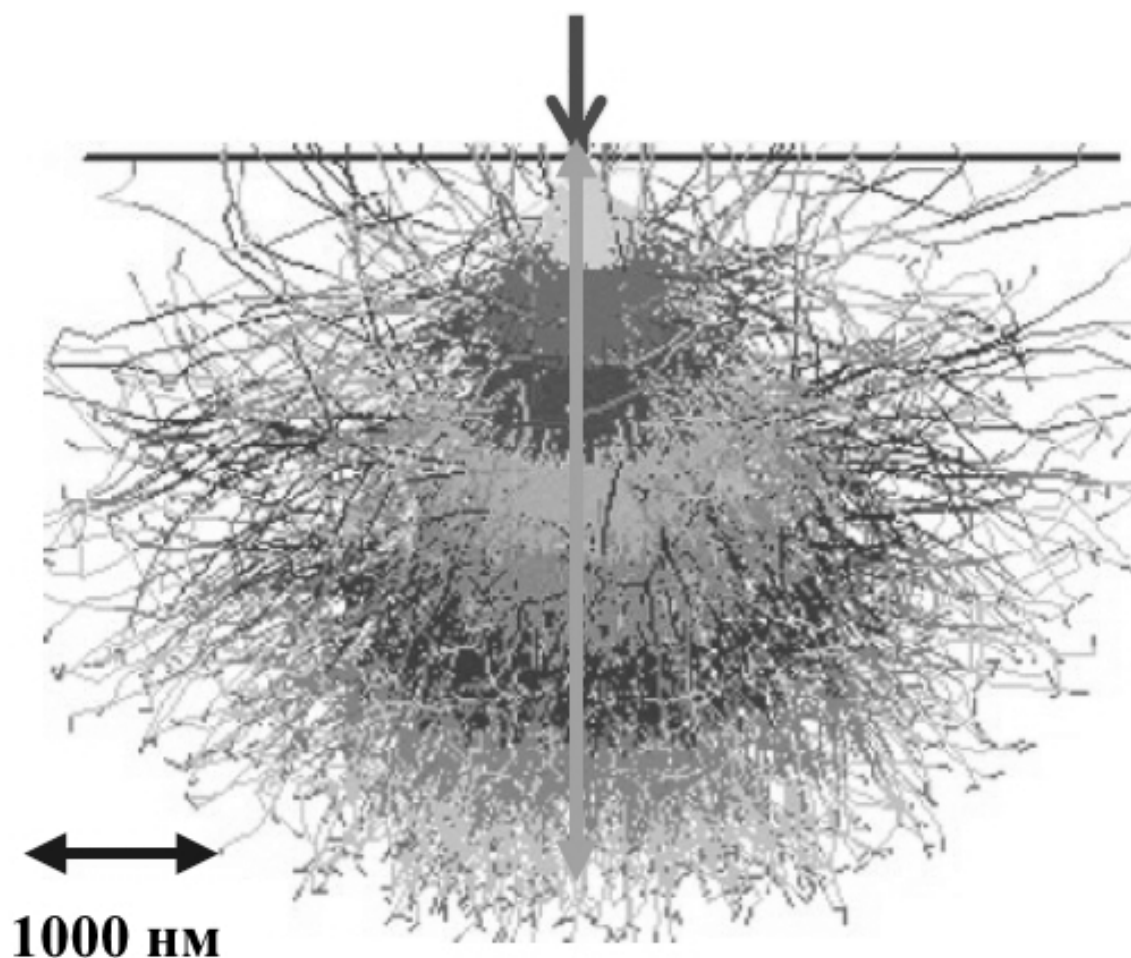


Рис. 1.16. Картина взаимодействия электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ с алюминием. Максимальная глубина проникновения электронов в вещество обозначена стрелкой

Максимальная глубина проникновения, пробег по Бёте и проективный пробег нелинейно и монотонно возрастает с увеличением кинетической энергии падающих на вещество электронов (рис. 1.17, 1.18). При фиксированной величине энергии электронов максимальная глубина проникновения электронов в вещество уменьшается по мере роста порядкового номера элемента в таблице Менделеева.

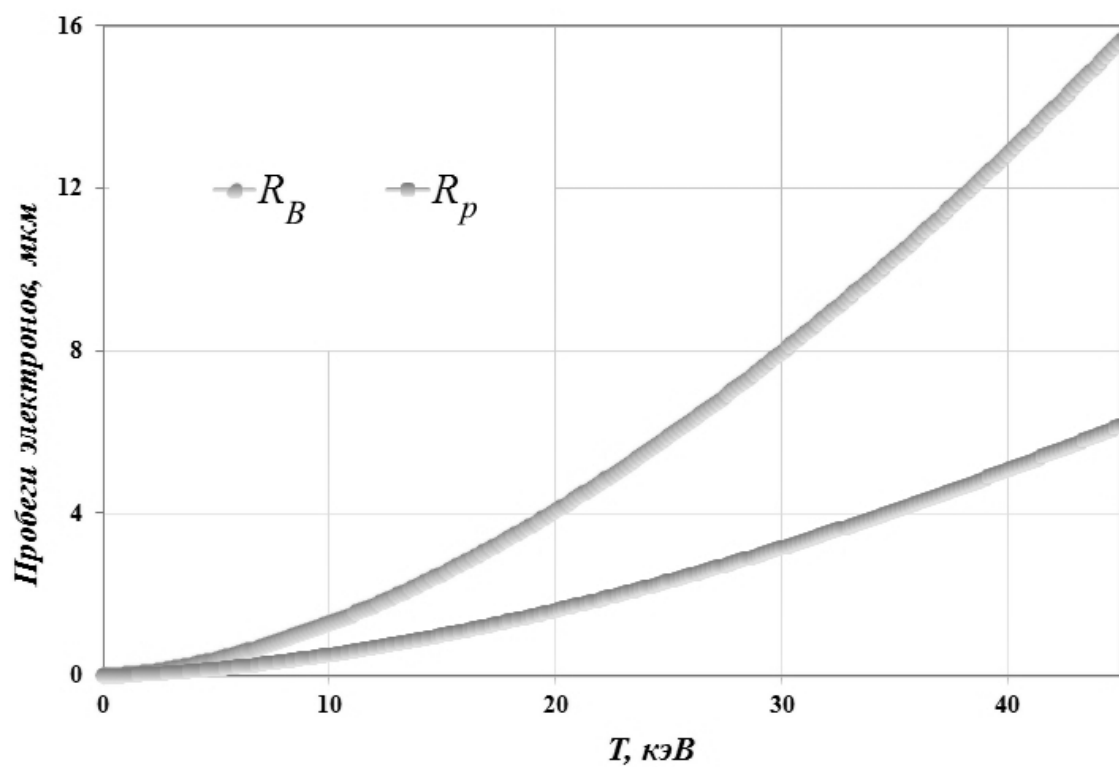


Рис. 1.17. Пробег по Бёте R_B и проективный пробег R_p электронов в алюминии в зависимости от их кинетической энергии

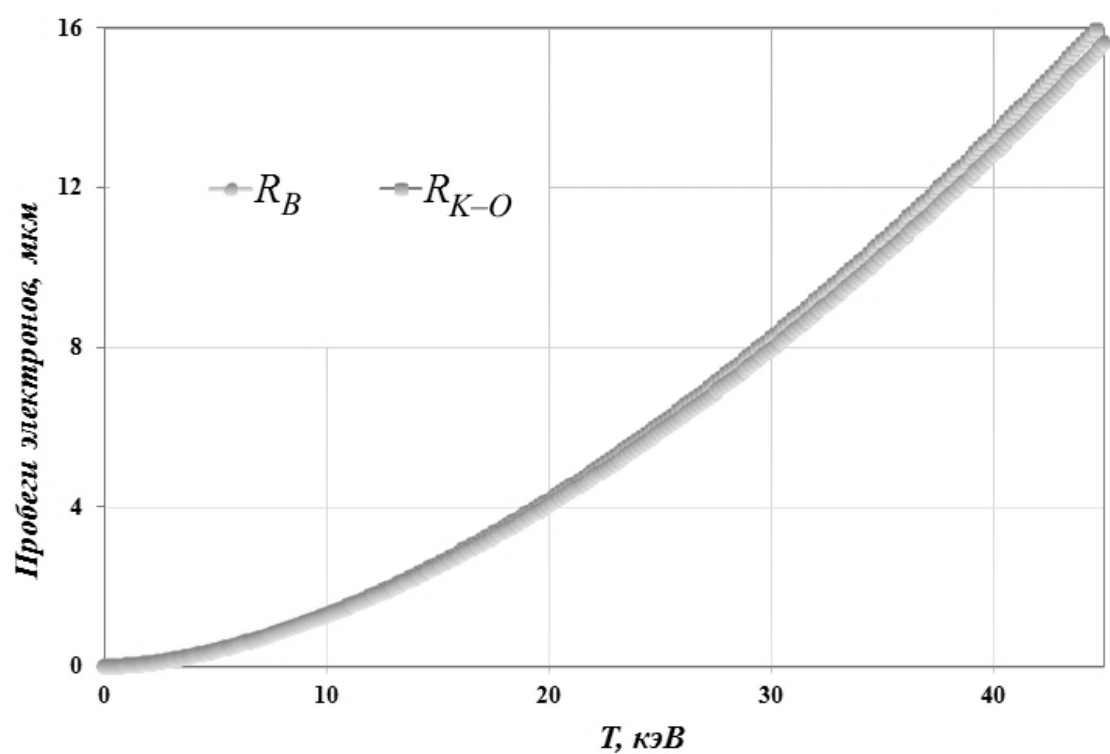


Рис. 1.18. Пробег по Бёте R_B и максимальная глубина проникновения электронов R_{K-O} в алюминии в зависимости от их кинетической энергии

Экстраполированный пробег. Помимо среднего (проективного) пробега, а также максимальной глубины проникновения электронов в вещество, широко используется понятие экстраполированного пробега, обеспечивающее возможность оценки пробегов электронов, обладающих энергией в диапазоне от 0,3 кэВ до 30 МэВ, при нормальном падении на вещество с порядковым номером от $Z = 5$ до $Z = 82$.

На рис. 1.19 представлена максимальная глубина проникновения электронов R_{K-O} в алюминии, меди и золоте в зависимости от их кинетической энергии.

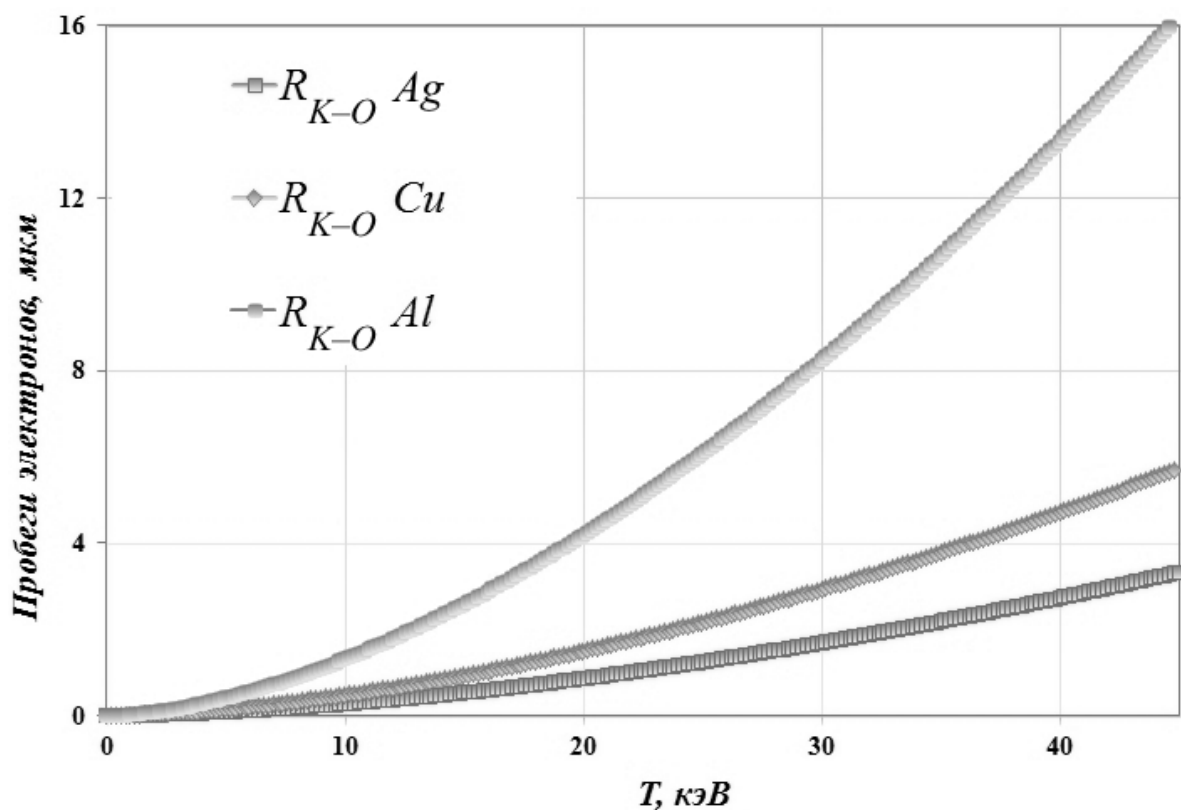


Рис. 1.19. Максимальная глубина проникновения электронов R_{K-O} в алюминии, меди и золоте в зависимости от их кинетической энергии

Полуэмпирический метод расчета массовых экстраполированных пробегов электронов задается формулой

$$(\rho \cdot R_3(Z, A, T)) = \alpha_1 \cdot \left(\frac{1}{\alpha_2} \cdot \ln(1 + \alpha_0) - \frac{\alpha_0 \cdot \alpha_3}{(1 + \alpha_0^{\alpha_5} \cdot \alpha_4)} \right), \quad (1.159)$$

где коэффициенты α_0 , α_1 , α_2 , α_3 , α_4 и α_5 задаются следующими соотношениями:

$$\alpha_0 = \frac{T}{m_{0e}c^2} = \left[\frac{T}{0,512} \right] \frac{\text{МэВ}}{\text{МэВ}}; \quad (1.160)$$

$$\alpha_1 = 0,2335 \cdot \frac{A}{Z^{1,209}}; \quad (1.161)$$

$$\alpha_2 = 1,78 \cdot 10^{-4} \cdot Z; \quad (1.162)$$

$$\alpha_3 = 0,9891 - 3,01 \cdot 10^{-4} \cdot Z; \quad (1.163)$$

$$\alpha_4 = 1,468 - 1,18 \cdot 10^{-2} \cdot Z; \quad (1.164)$$

$$\alpha_5 = \frac{1,232}{Z^{0,109}}, \quad (1.165)$$

где Z – порядковый номер химического элемента в таблице Менделеева; A – молярная масса (г/моль).

Отметим, что экстраполированные пробеги электронов, рассчитанные по формуле (1.159), определяются в единицах «толщины» и измеряются в $1 \cdot \text{г/см}^2$. В соотношение (1.159) необходимо подставлять энергию покоя и кинетическую энергию электронов, выраженную в $1 \cdot \text{МэВ}$.

Приведем пример расчёта экстраполированного пробега электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ ($T = 0,02$ МэВ) в алюминии ($Z = 13$, $\rho = 2,7$ г/см³) с использованием формулы (1.159). Для этого последовательно рассчитаем входящие в формулу (1.159) коэффициенты:

$$\alpha_0 = \frac{0,02}{0,512} = 0,039063; \quad (1.166)$$

$$\alpha_1 = 0,2335 \cdot \frac{A}{Z^{1,209}} = 0,2335 \cdot \frac{27}{13^{1,209}} = 0,28372; \quad (1.167)$$

$$\alpha_2 = 1,78 \cdot 10^{-4} \cdot Z = 1,78 \cdot 10^{-4} \cdot 13 = 0,002314; \quad (1.168)$$

$$\alpha_3 = 0,9891 - 3,01 \cdot 10^{-4} \cdot Z = 0,9891 - 3,01 \cdot 10^{-4} \cdot 13 = 0,9852; \quad (1.169)$$

$$\alpha_4 = 1,468 - 1,18 \cdot 10^{-2} \cdot Z = 1,468 - 1,18 \cdot 10^{-2} \cdot 13 = 1,3146; \quad (1.170)$$

$$\alpha_5 = \frac{1,232}{Z^{0,109}} = \frac{1,232}{13^{0,109}} = 0,93152; \quad (1.171)$$

$$\begin{aligned} (\rho \cdot R_{\mathcal{E}}) &= \alpha_1 \cdot \left(\frac{1}{\alpha_2} \cdot \ln(1 + \alpha_0) - \frac{\alpha_0 \cdot \alpha_3}{(1 + \alpha_0^{\alpha_5} \cdot \alpha_4)} \right) = \\ &= 0,28372 \cdot \left(\frac{1}{0,002314} \cdot \ln(1 + 0,039063) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{0,039063 \cdot 0,9852}{(1 + (0,039063)^{0,93152} \cdot 1,3146)} \right) = 0,0008216 \frac{\Gamma}{\text{см}^2}; \end{aligned} \quad (1.172)$$

$$(\rho \cdot R_{\mathcal{E}}) = 0,0008216 \frac{\Gamma}{\text{см}^2} = 0,0008216 \frac{\Gamma}{\text{см}^2} \cdot \text{см}. \quad (1.173)$$

Таким образом, расчет экстраполированного пробега электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ в алюминии приводит к следующему результату:

$$R_{\mathcal{E}} = \frac{0,0008216}{2,7} \text{ см} = 3,043 \cdot 10^{-4} \text{ см} = 3,043 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 3,043 \text{ мкм}. \quad (1.174)$$

Полученное значение экстраполированного пробега электронов согласуется с рассчитанными ранее средним (проективным) пробегом, а также максимальной глубиной проникновения электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ в алюминий (формулы (1.149)–(1.174)).

Рисунок 1.20, а иллюстрирует качественное соотношение между максимальной глубиной проникновения электронов в вещество R_{\max} , средним (проективным) пробегом R_p , а также экстраполированным пробегом электронов $R_{\mathcal{E}}$.

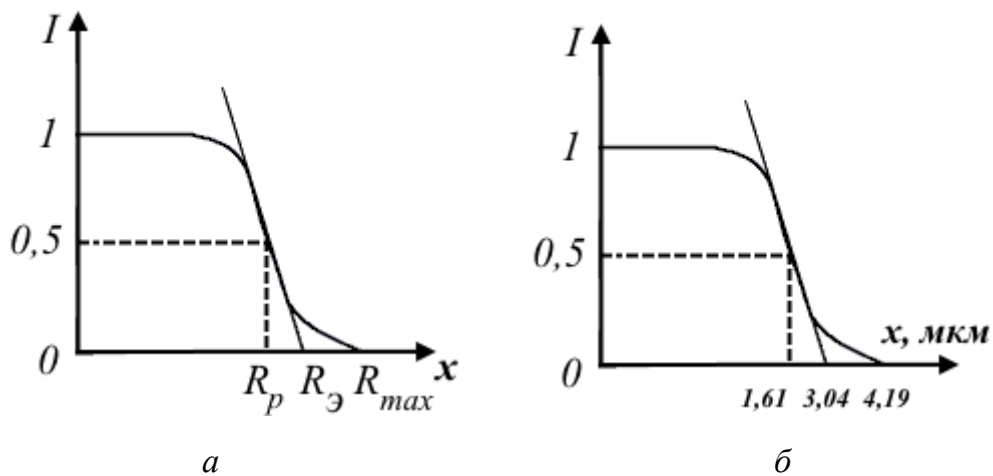


Рис. 1.20. Схематичное представление соотношения между R_{\max} , R_p и $R_{\mathcal{E}}$

Рисунок 1.20, б иллюстрирует количественное соотношение между максимальной глубиной проникновения электронов в алюминий R_{\max} , средним (проективным) пробегом R_p , а также экстраполированным пробегом электронов $R_{\mathcal{E}}$.

В соответствии с рис. 1.19 экстраполированный пробег – это глубина проникновения электронов в вещество, соответствующая точке пересечения прямой, аппроксимирующей участок уменьшения интенсивности (ось ординат), с осью абсцисс (ось пробегов).

На рис. 1.21 представлена зависимость экстраполированного пробега электронов в алюминии от их кинетической энергии в диапазоне (0÷50) кэВ.

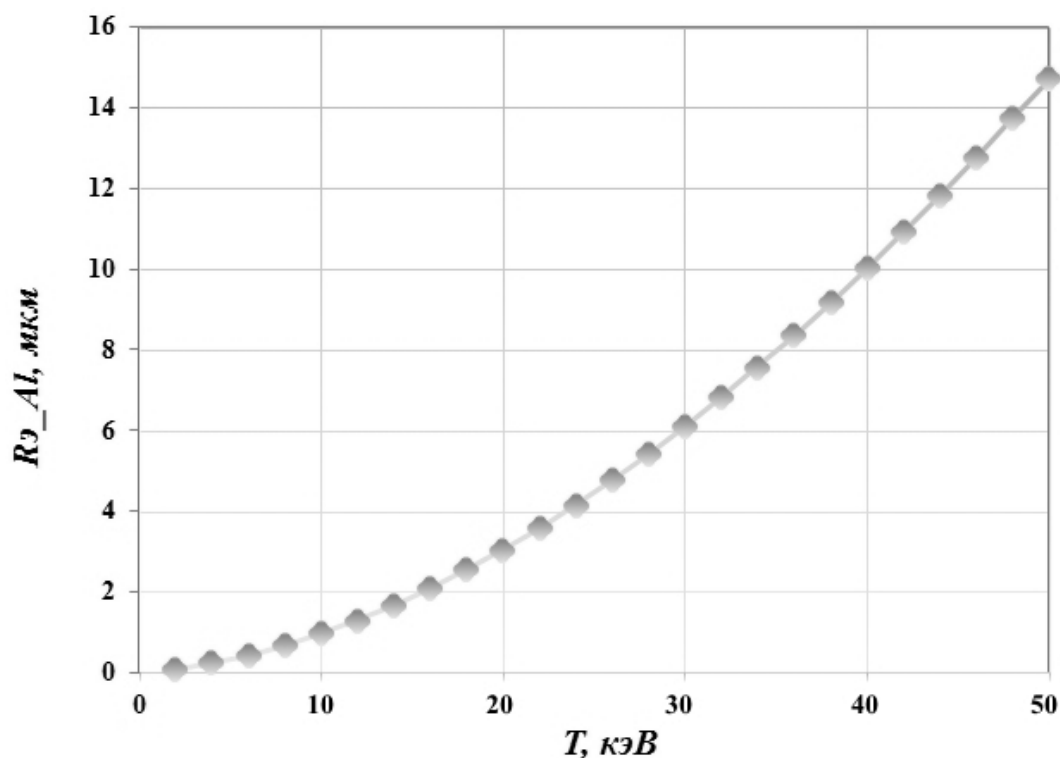


Рис. 1.21. Зависимость экстраполированного пробега электронов в алюминии от их кинетической энергии

В табл. 1.4 приведены результаты расчетов среднего R_B , проективного R_p , экстраполированного $R_{\mathcal{E}}$ и максимального R_{K-O} (R_{\max}) пробегов электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ в алюминии, меди, серебре и золоте. Расчет проведен в соответствии с формулами (1.129)–(1.174).

В том случае, когда известна величина пробега частицы в некотором веществе, ее пробег в другом веществе может быть рассчитан полуэмпирическим методом без использования многоэтапного расчета по формулам (1.149)–(1.174).

Таблица 1.4

Средний R_B , проективный R_p , экстраполированный $R_{\mathcal{E}}$ и максимальный R_{K-O} (R_{\max}) пробеги электронов в алюминии, меди, серебре и золоте

| Z | R_B , мкм | R_p , мкм | $R_{\mathcal{E}}$, мкм | R_{\max} , мкм |
|---------|-------------|-------------|-------------------------|------------------|
| 13 (Al) | 4,051 | 1,606 | 3,043 | 4,190 |
| 29 (Cu) | 1,521 | 0,516 | 0,939 | 1,470 |
| 47 (Ag) | 1,502 | 0,460 | 0,762 | 1,373 |
| 79 (Au) | 1,040 | 0,262 | 0,358 | 0,858 |

Соотношение (1.175) определяет взаимосвязь между экстраполированным массовым пробегом в веществе ($\rho_x \cdot R_{\mathcal{E}}(Z_x, A_x)$) с порядковым номером Z_x химического элемента в таблице Менделеева и молярной массой A_x с экстраполированным массовым пробегом электронов, обладающих такой же кинетической энергией, в алюминии $\rho_{Al} \cdot R_{\mathcal{E}-Al}$:

$$\rho_x \cdot R_{\mathcal{E}}(Z_x, A_x) \cdot \left(\frac{Z_x}{A_x} \right) = \rho_{Al} \cdot R_{\mathcal{E}-Al} \cdot \left(\frac{Z_{Al}}{A_{Al}} \right); \quad (1.175)$$

$$\rho_x \cdot R_{\mathcal{E}}(Z_x, A_x) = \rho_{Al} \cdot R_{\mathcal{E}-Al} \cdot \left(\frac{Z_{Al}}{A_{Al}} / \frac{Z_x}{A_x} \right); \quad (1.176)$$

$$R_{\mathcal{E}}(Z_x, A_x) = \frac{\rho_{Al}}{\rho_x} \cdot R_{\mathcal{E}-Al} \cdot \left(\frac{Z_{Al}}{A_{Al}} / \frac{Z_x}{A_x} \right), \quad (1.177)$$

где ρ_x , Z_x и A_x – плотность, порядковый номер и молярная масса вещества x , для которого неизвестна величина массового экстраполированного пробега электронов $\rho_x \cdot R_{\mathcal{E}}(Z_x, A_x)$; ρ_{Al} , Z_{Al} и A_{Al} – плотность и молярная масса алюминия, для которого известна величина пробега ($R_{\mathcal{E}-Al}$).

Например, величина экстраполированного пробега электронов, обладающих кинетической энергией $T = 0,02$ МэВ в меди ($\rho_{Al} = 8,93$ г/см³, $Z_x = 29$, $A_x = 64$) принимает значение:

$$\begin{aligned} R_{\mathcal{E}}(Z_x, A_x) &= \frac{2,7}{8,93} 0,0008216 \cdot \left(\frac{13}{27} / \frac{29}{64} \right) \approx \\ &\approx 2,64 \cdot 10^{-4} \text{ см} = 2,64 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 2,64 \text{ мкм}. \end{aligned} \quad (1.178)$$

Аналогично зависимости максимальной глубины проникновения электронов в вещество при фиксированной величине их энергии значения экстраполированного пробега электронов уменьшаются по мере роста порядкового номера элемента в таблице Менделеева.

Расчет по формуле (1.177) обеспечивает лишь грубую оценку величины пробега в веществе, что подтверждается данными табл. 1.4. Для более точного расчета рекомендуется использовать формулы (1.159)–(1.174).

Задания для практических занятий:

- используя формулы (1.46)–(1.50) и соответствующий пример расчёта, определить «число остановки» и энергию ионизации химического элемента, указанного в табл. 1.5, при энергии электронов $T = 20$ кэВ;
- используя формулы (1.33) и (1.93) и соответствующие примеры расчёта, определить ионизационные потери электронов с энергией $T = 20$ кэВ и массовую тормозную способность вещества для химического элемента, указанного в табл. 1.5;
- используя формулы (1.96)–(1.98) и (1.116) и соответствующие примеры расчёта, определить радиационные потери и плотность радиационных потерь электронов с энергией $T = 20$ кэВ для химического элемента, указанного в табл. 1.5;
- используя формулу (1.121) и соответствующий пример расчета, определить критическую энергию электронов, для химического элемента, указанного в табл. 1.5;
- используя формулы (1.136), (1.140), (1.148) и (1.159) и соответствующие примеры расчета, определить среднюю длину пробега по Бёте, проективный пробег, максимальную глубину проникновения электронов в вещество, а также их массовый экстраполированный пробег для химического элемента, указанного в табл. 1.5.

Таблица 1.5

**Порядковые номера химических элементов для расчета «числа остановки»
и энергии ионизации**

| | | | | | | | |
|---------------------------------------|----|----|----|----|----|----|----|
| Номер варианта | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Порядковый номер химического элемента | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 |
| Номер варианта | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 |
| Порядковый номер химического элемента | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 |
| Номер варианта | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 |
| Порядковый номер химического элемента | 24 | 25 | 26 | 27 | 28 | 29 | 30 |
| Номер варианта | 22 | 23 | 24 | 25 | 26 | 27 | 28 |
| Порядковый номер химического элемента | 31 | 32 | 33 | 34 | 35 | 36 | 37 |

Контрольные вопросы

1. Устройство растрового электронного микроскопа, принципиальная схема растрового электронного микроскопа, назначение его основных модулей.
2. Закон Оуэна – Ричардсона, величины, входящие в его состав.
3. Расчет плотности эмиссионного тока.
4. Электронно-оптическая яркость, величины, входящие в ее состав.
5. Распределение Максвелла электронов по скоростям и энергиям.
6. Оценка скорости и кинетической энергии электрона по сравнению со скоростью света и энергией покоя.
7. Электронная плотность вещества, постоянная молярной массы, «число остановки».
8. Средняя энергия возбуждения атомов веществ однокомпонентного и многокомпонентного состава.
9. Удельные ионизационные потери и массовая тормозная способность вещества.
10. Удельные радиационные потери.
11. Критическая энергия и радиационная длина.
12. Пробеги электронов в веществе. Средняя длина пробега по Бёте, проективный пробег, максимальная глубина проникновения электронов в вещество, массовый экстраполированный пробег.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭНЕРГОДИСПЕРСИОННОГО АНАЛИЗА

2.1. Закон Мозли

С точки зрения предложенной Эрнестом Резерфордом планетарной модели атома, в его центре находится содержащее положительно заряженные протоны ядро, вокруг которого по орбитам (оболочкам) вращается эквивалентное количество электронов, обладающих отрицательным зарядом. Таким образом, входящие в состав атома заряженные элементарные частицы (электроны, протоны) неравномерно распределены по объему атома, но в целом он является нейтральным.

Важной характеристикой атомов различных химических элементов, обладающих одинаковой структурой, является их энергетическое состояние, определяемое количеством занятых электронами оболочек, которые в зависимости от расстояния до ядра атома принято обозначать латинскими буквами *K, L, M, N, O, P, Q*.

Распределение электронов по оболочкам в невозбужденном атоме происходит в определённой последовательности в соответствии с принципами заполнения (уровень энергии атома минимален) и запрета (в одном и том же энергетическом состоянии могут находиться не более двух электронов). Радиусы электронных орбит в атоме и соответствующая им энергия могут принимать строго определенные дискретные значения, при этом оболочка атома считается замкнутой, если все ее возможные состояния заполнены электронами.

В случае взаимодействия с налетающими микрочастицами – электронами или фотонами (γ -квантами) – атом, в зависимости от величины поглощаемой энергии, может осуществить переход в возбужденное состояние либо перейти в ионизированное состояние с потерей одного или нескольких электронов и образованием вакансий в виде «дырок». Вероятность перехода атома в возбужденное или ионизированное состояние пропорциональна плотности потока энергии, вызывающего такие переходы.

При неупругом взаимодействии падающих электронов, энергия которых не превышает некоторого характерного для данного вещества значения, с электрическим полем ядер облучаемых атомов возникает тормозное некогерентное рентгеновское излучение, образующее непрерывный энергетический спектр.

Важной характеристикой тормозного излучения является наличие в его спектре коротковолновой границы λ_{\min} , определяемой максимальной энергией падающих электронов, которые могут полностью передать свою энергию облучаемому атому в ходе единичного соударения, а могут, что вероятнее, испытывать в процессе рассеяния многочисленные взаимодействия, сопровождаемые излучением квантов различных энергий в сумме равных энергии падающего электрона. Энергия квантов тормозного рентгеновского излучения, выраженная в электронвольтах, может быть рассчитана по формуле (2.1):

$$E = \frac{h\nu}{e} = \frac{hc}{e\lambda}, \quad (2.1)$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка; $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме; e – заряд электрона; ν – частота излучения; λ – его длина волны.

Интенсивность тормозного рентгеновского излучения зависит от напряжения, ускоряющего налетающие электроны, а также от порядкового номера химического элемента в периодической таблице Менделеева.

При взаимодействии электронного пучка, обладающего высокой плотностью потока энергии, с электронами внутренних оболочек атома осуществляется переход электрона в возбужденное либо ионизированное состояние, сопровождающееся образованием вакансии на внутренней оболочке. Спустя некоторое время в результате перехода электрона с внешней электронной оболочки на внутреннюю оболочку возбужденный атом, обладающий избыточной энергией, переходит в невозбужденное состояние. Такой переход сопровождается испусканием рентгеновского кванта с энергией, равной разности энергий атома в его начальном E_n и конечном E_k состояниях:

$$E = h\nu = E_n - E_k. \quad (2.2)$$

В этом случае на фоне тормозного излучения происходит возникновение однотипных для всех химических элементов характеристических спектров рентгеновского излучения, которые являются линейчатыми (состоят из отдельных энергетических линий с высокой интенсивностью).

Структура характеристических спектров легких и тяжелых элементов практически идентична, их отличие заключается в смещении спектральных линий элементов в сторону малых длин волн по мере увеличения их порядкового

номера. Характеристические спектры атомов не зависят от типа химического соединения или агрегатного состояния вещества и состоят из серий, обозначаемых, как и энергетические уровни (оболочки) атомов, буквами K, L, M, N и так далее. Каждая серия состоит из нескольких энергетических линий, которые в порядке убывания длин волн обозначают индексами α, β, γ и так далее ($K_\alpha, K_\beta, K_\gamma$ и т. д.).

Энергия, затрачиваемая на ионизацию атома посредством выбивания электрона с одной из его внутренних оболочек, называется критической энергией возбуждения E_K . Если в случае неупругого электрон-электронного взаимодействия происходит выбивание электрона с образованием вакансии на K -оболочке, атом переходит в возбужденное состояние с энергией E_K . Образовавшаяся вакансия может быть занята электроном с одной из внутренних заполненных оболочек атома. Процесс перехода электрона с L или M оболочки, например, будет сопровождаться уменьшением энергии атома до значения E_L или E_M и возникновением характеристического излучения K_α или K_β соответственно. В таком случае энергия E_{K_α} и E_{K_β} характеристических линий в спектре принимает значения:

$$E_{K_\alpha} = E_K - E_L; \quad (2.3)$$

$$E_{K_\beta} = E_K - E_M, \quad (2.4)$$

где E_K – критическая энергия возбуждения атома; E_L и E_M – энергии атома, находящегося в возбужденном состоянии на L и M оболочках соответственно.

На рис. 2.1 представлена схема электронных переходов в атоме, соответствующая K -серии (L -серия показана частично).

Длины волн и частоты, соответствующие определенным энергетическим линиям в спектрах характеристического излучения атомов, могут быть рассчитаны по формуле (2.1). При выбивании электронов с других внутренних оболочек (L, M, N и так далее) атомов энергетические линии соответствующих серий характеристического излучения возникают аналогичным образом.

Итак, линейчатость характеристического спектра излучения обусловлена дискретностью уровней энергии, которой может обладать атом и, следовательно, конечным числом его возможных переходов из возбужденного в невозбужденное состояние.

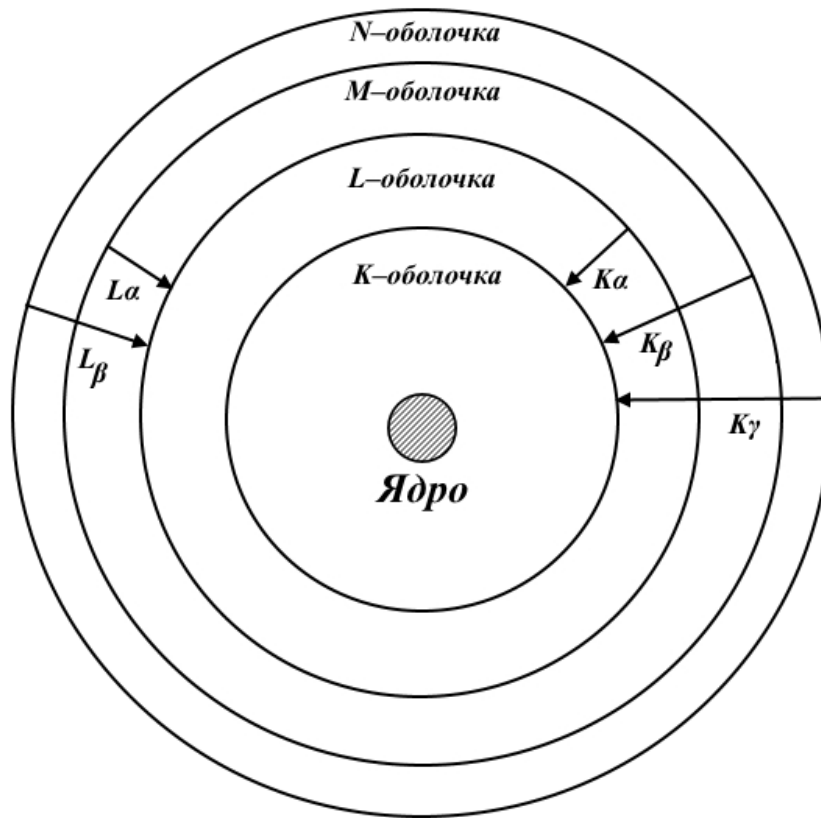


Рис. 2.1. Схема электронных переходов в атоме
(K-серия и частично L-серия)

Открытие, совершенное в 1913 г. Генри Мозли, учеником Резерфорда, в Манчестерском университете послужило непосредственным подтверждением уникальности характеристических спектров атомов всех химических элементов, которое объясняется различием количества их возможных возбужденных состояний (числа орбиталей и (или) находящихся на них электронов). Явление увеличения частоты рентгеновских волн в характеристических спектрах атомов химических элементов с ростом их порядкового номера в таблице Д. И. Менделеева носит название эмпирического закона Мозли [39]. В соответствии с законом Мозли частота характеристического излучения, соответствующего i -той серии ($n_i = 1$ для K-серии, $n_i = 2$ для M-серии и так далее), может быть рассчитана по формуле

$$\nu = cR\left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n^2}\right)(Z - \sigma)^2, \quad (2.5)$$

где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме; $R = 1,1 \cdot 10^7$ м⁻¹ – постоянная Ридберга; σ – постоянная экранирования, характеризующая энергию взаимодействия

падающего электрона со всеми электронами, входящими в состав атома; Z – порядковый номер элемента в таблице Менделеева; n – порядковый номер оболочки атома, расположенной выше n_i -той оболочки.

Константа экранирования σ зависит от порядкового номера элемента в таблице Менделеева, так как она характеризует вклад всех электронов, входящих в состав атома, в энергию неупругого электрон-электронного взаимодействия. Постоянная экранирования для K -серии, полученная экспериментальным способом, принимает значение порядка единицы ($\sigma \cong 1$).

Проведем расчет частоты характеристического излучения, соответствующего K_α переходу (с L -оболочки на K -оболочку) одного из атомов химических элементов, а также энергии такого перехода, выраженной в 1·кэВ (килоэлектрон-вольтах). В качестве примера расчет частоты и энергии проведем для меди ($Z = 29$).

$$\nu_{K_\alpha} = 3 \cdot 10^8 \cdot 1,1 \cdot 10^7 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) (22 - 1)^2 = 1,9404 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1}; \quad (2.6)$$

$$E_{K_\alpha} = h\nu_{K_\alpha} = \frac{(6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 1,9404 \cdot 10^{18})}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 8,041 \text{ кэВ}. \quad (2.7)$$

Длина волны характеристического излучения, соответствующего K_α переходу (с L -оболочки на K -оболочку меди), может быть рассчитана по формуле

$$\lambda_{K_\alpha} = \frac{c}{\nu_{K_\alpha}} = \frac{3 \cdot 10^8}{1,9404 \cdot 10^{18}} = 1,546 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 1,546 \text{ Å}. \quad (2.8)$$

На рис. 2.2 представлена спектрограмма локальной области поверхности латуни, полученная методом энергодисперсионного анализа на растровом электронном микроскопе *Jeol JCM-5700*, оснащенный спектрометром *JED-2300*.

На рис. 2.2 стрелками выделены энергетические линии K и L -серий характеристического излучения содержащихся в исследуемой области атомов меди и цинка, а также фон, соответствующий тормозному рентгеновскому излучению. В соответствии с рис. 2.2 наибольшая интенсивность энергетических линий в характеристических спектрах атомов соответствует K_α переходам.

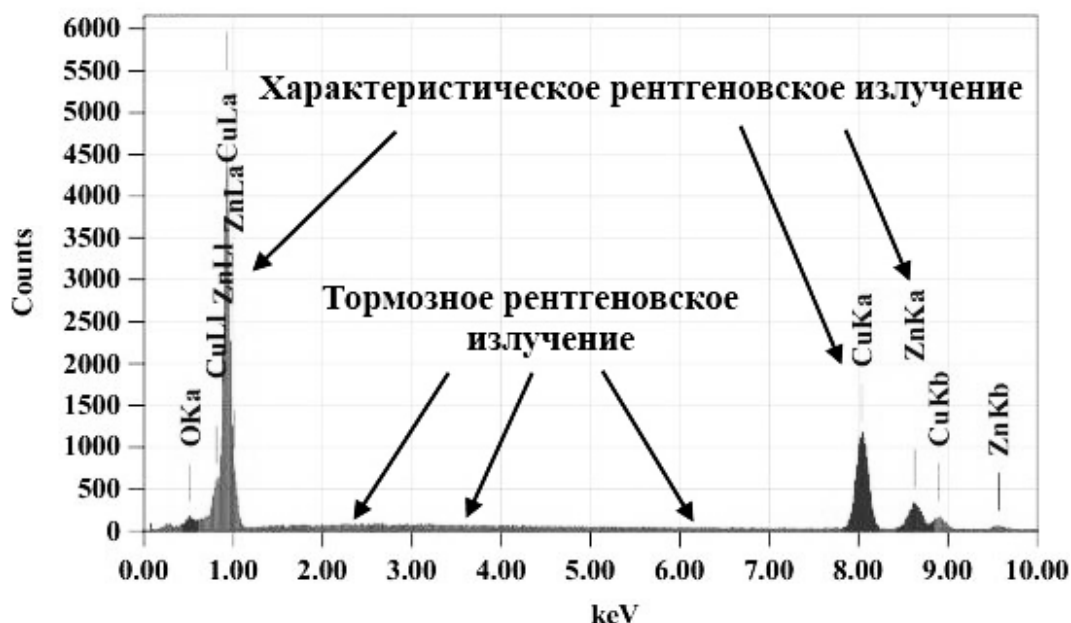


Рис. 2.2. Спектрограмма локальной области поверхности латуни

Задания для практических занятий:

1. Используя выражение (1.183), получить формулу расчета и определить порядковый номер химического элемента в таблице Менделеева, для которого длина волны характеристического излучения, соответствующая K_{α} -переходу, принимает значение, представленное в табл. 2.1.

Считать значение постоянной экранирования для K -серии равным единице ($\sigma \cong 1$). При расчетах принять значение скорости света в вакууме $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, значение постоянной Ридберга $R = 1,1 \cdot 10^7$ м⁻¹.

Таблица 2.1

Энергии K_{α} -линий характеристического спектра излучения некоторых переходных металлов и соответствующие константы экранирования

| | | | | | | | |
|-----------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Номер варианта | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Длина волны, ангстрем | 67,6 | 44,7 | 31,6 | 23,62 | 18,32 | 14,61 | 11,91 |
| Номер варианта | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 |
| Длина волны, ангстрем | 9,89 | 8,339 | 7,125 | 6,157 | 5,372 | 4,728 | 4,192 |
| Номер варианта | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 |
| Длина волны, ангстрем | 3,741 | 3,358 | 3,031 | 2,749 | 2,504 | 2,290 | 2,102 |
| Номер варианта | 22 | 23 | 24 | 25 | 26 | 27 | 28 |
| Длина волны, ангстрем | 1,936 | 1,789 | 1,658 | 1,541 | 1,435 | 1,340 | 1,254 |

2. Используя выражения (1.183) и (1.185), получить формулу расчета и определить постоянную экранирования для химических элементов, энергии K_{α} -линий характеристического спектра которых представлены в табл. 2.2.

При расчетах принять значение скорости света в вакууме $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, значение постоянной Ридберга $R = 1,1 \cdot 10^7$ м⁻¹.

Таблица 2.2

**Энергии K_{α} -линий характеристического спектра излучения
некоторых переходных металлов и соответствующие константы экранирования**

| | | | | | | | |
|--|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Номер варианта | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Энергии характеристического излучения, кэВ | 0,183 | 0,277 | 0,392 | 0,525 | 0,677 | 0,849 | 1,041 |
| Номер варианта | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 |
| Энергии характеристического излучения, кэВ | 1,254 | 1,487 | 1,740 | 2,014 | 2,308 | 2,622 | 2,958 |
| Номер варианта | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 |
| Энергии характеристического излучения, кэВ | 3,314 | 3,692 | 4,091 | 4,511 | 4,952 | 5,415 | 5,899 |
| Номер варианта | 22 | 23 | 24 | 25 | 26 | 27 | 28 |
| Энергии характеристического излучения, кэВ | 6,404 | 6,930 | 7,478 | 8,040 | 8,639 | 9,252 | 9,886 |

3. Используя выражение (1.183) и соответствующие примеры расчета, определить частоту K_{α} -линий характеристического спектра химических элементов, порядковые номера которых указаны в табл. 2.3.

Считать значение постоянной экранирования для K -серии равным единице ($\sigma \cong 1$). При расчетах принять значение скорости света в вакууме $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, значение постоянной Ридберга $R = 1,1 \cdot 10^7$ м⁻¹.

Порядковые номера химических элементов для расчета частоты K_{α} -линий их характеристического спектра излучения

| | | | | | | | |
|---------------------------------------|----|----|----|----|----|----|----|
| Номер варианта | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| Порядковый номер химического элемента | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 |
| Номер варианта | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 |
| Порядковый номер химического элемента | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 |
| Номер варианта | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 |
| Порядковый номер химического элемента | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 | 25 |
| Номер варианта | 22 | 23 | 24 | 25 | 26 | 27 | 28 |
| Порядковый номер химического элемента | 26 | 27 | 28 | 29 | 30 | 31 | 31 |

2.2. ОБРАТНООТРАЖЕННЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ

Применение метода Монте-Карло к моделированию взаимодействия электронов с веществом показывает, что часть электронов падающего пучка претерпевает рассеяния, характеризующиеся изменением начального направления их движения на противоположное. Таким образом, часть электронов покидает вещество. Эти элементарные частицы называются «обратноотраженные электроны» («backscattered electrons», BSE) и формируют один из важнейших типов сигналов, обеспечивающих возможность визуализации поверхности исследуемого материала и содержащих информацию о его характеристиках – составе, топографии и кристаллографической ориентации. В литературе термин «обратноотраженные электроны» иногда заменяют эквивалентной формулировкой – «обратнорассеянные электроны».

Основной характеристикой обратноотраженных электронов является коэффициент их отражения веществом:

$$\mu = \frac{N_{omp}}{N} = \frac{I_{omp}}{I}, \quad (2.9)$$

где N – количество электронов, падающих на поверхность мишени; N_{omp} – число электронов, покинувших вещество в результате рассеяния. Как следует из

формулы (2.9), коэффициент отражения электронов также равен отношению тока зонда I к току отраженных электронов $I_{отр}$.

Для оценки коэффициента отражения электронов при падении на вещество под углом 90° к его поверхности используется следующее эмпирическое выражение:

$$\mu = -0,0254 + 0,016 \cdot Z - 1,86 \cdot 10^{-4} \cdot Z^2 + 8,3 \cdot 10^{-7} \cdot Z^3, \quad (2.10)$$

где Z – порядковый номер химического элемента в таблице Менделеева.

Как показывают экспериментальные исследования, коэффициент отражения практически не зависит от кинетической энергии падающих электронов вплоть до энергии порядка 20 кэВ, поскольку энергетическое взаимодействие электрона с полем облучаемого вещества, в ходе которого происходит его отражение, компенсируется эффектами ионизационных и радиационных потерь. На рис. 2.3 представлена зависимость $\mu = \mu(Z)$, демонстрирующая монотонный рост коэффициента отражения электронов с увеличением порядкового номера элемента в таблице Менделеева.

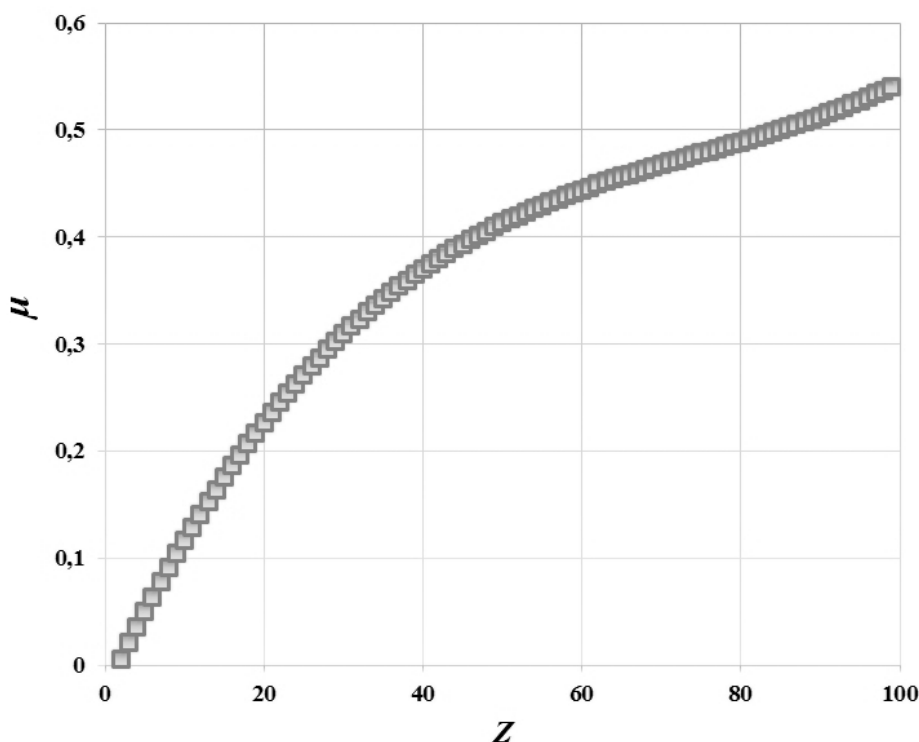


Рис. 2.3. Зависимость коэффициента отражения электронов от порядкового номера элемента в таблице Менделеева

Результаты экспериментов по определению коэффициента отражения электронов веществами многокомпонентного состава, обладающими гомогенностью на атомарном уровне, обуславливают возможность расчета коэффициента отражения композиционных материалов стехиометрического состава, керамики, а также конструкционных сталей и сплавов, пропорционально массовой концентрации составляющих их элементов:

$$\mu_m = \sum_i \mu_i \cdot c_i, \quad (2.11)$$

где μ_m – коэффициент отражения электронов веществом многокомпонентного состава; μ_i – коэффициент отражения электронов атомами i -го элемента; c_i – концентрация атомов i -го элемента в веществе; i – индекс, отражающий сорт атомов в веществе.

Для бинарных сплавов коэффициент отражения электронов может быть рассчитан по формуле

$$\mu_{1-2} = \sum_{i=2} \mu_i \cdot c_i = \mu_1 \cdot c_1 + c_2 \cdot \mu_2 = \mu_1 \cdot c_1 + (1 - c_1) \cdot \mu_2, \quad (2.12)$$

где μ_1, μ_2 – коэффициент отражения электронов атомами 1-го и 2-го элемента соответственно; c_1, c_2 – концентрация атомов 1-го и 2-го элемента в веществе соответственно.

В качестве примера рассчитаем коэффициент отражения для кристаллического оксида алюминия Al_2O_3 . Для этого последовательно определим коэффициенты отражения электронов алюминием и кислородом:

$$\mu_{\text{Al}} = -0,0254 + 0,016 \cdot 13 - 1,86 \cdot 10^{-4} \cdot 13^2 + 8,3 \cdot 10^{-7} \cdot 13^3 \approx 0,153; \quad (2.13)$$

$$\mu_{\text{O}} = -0,0254 + 0,016 \cdot 8 - 1,86 \cdot 10^{-4} \cdot 8^2 + 8,3 \cdot 10^{-7} \cdot 8^3 \approx 0,091. \quad (2.14)$$

С учетом концентрации алюминия и кислорода в корунде Al_2O_3 коэффициент отражения электронов кристаллическим оксидом алюминия составляет

$$\mu_{\text{Al}_2\text{O}_3} = \sum_{i=2} \mu_i \cdot c_i = \mu_{\text{Al}} \cdot c_{\text{Al}} + \mu_{\text{O}} \cdot c_{\text{O}} = 0,153 \cdot 0,4 + 0,091 \cdot 0,6 \approx 0,116. \quad (2.15)$$

Аналогичным способом могут быть рассчитаны коэффициенты отражения электронов веществами многокомпонентного состава, обладающими гомогенностью на атомарном уровне (композиционные материалы стехиометрического состава, керамики, а также конструкционные стали и сплавы).

Расчет коэффициентов отражения электронов веществами многокомпонентного состава обуславливает возможность проведения количественного анализа их химического состава. Необходимо заметить, что применение данного подхода нецелесообразно к исследованию количественного химического состава веществ, состоящих из атомов различных химических элементов, обладающих близкими порядковыми номерами в таблице Менделеева, например латуни $_{29}\text{Cu}_{30}\text{Zn}$. Это объясняется близостью коэффициентов отражения электронов медью и цинком μ_{Cu} и μ_{Zn} .

Необходимым условием отражения электрона от облучаемого вещества является 1) однократное упругое рассеяние под большим углом или 2) многократное упругое рассеяние под малыми углами (рис. 2.4).

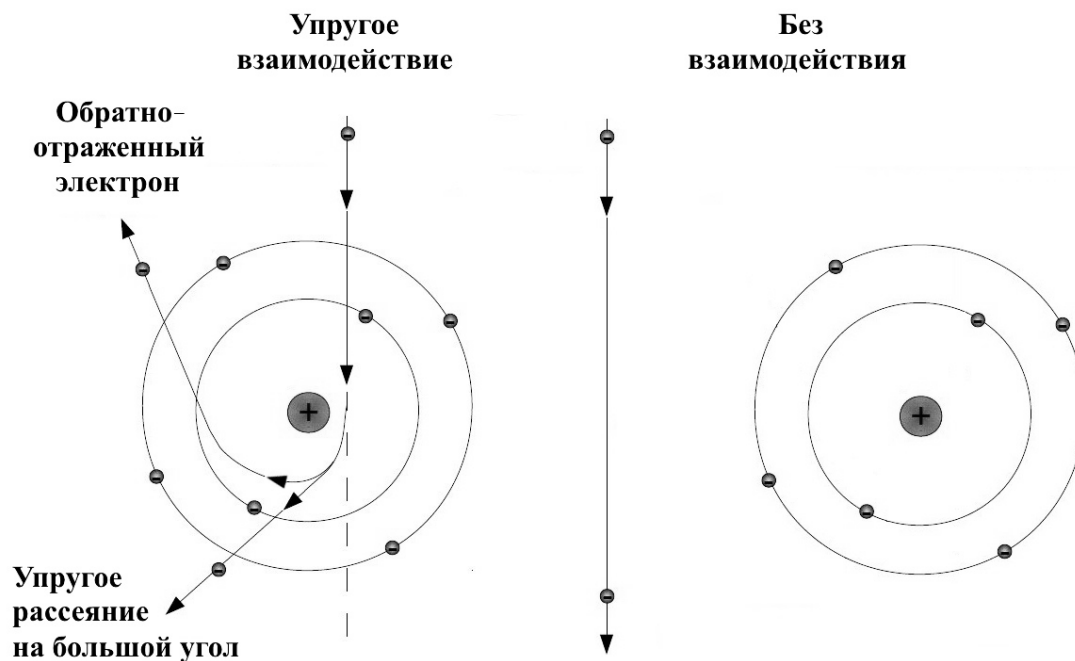


Рис. 2.4. Схема образования отраженных электронов при упругом рассеянии под большими и малыми углами

В результате упругого взаимодействия электрона с веществом происходит изменение направления его скорости, при этом численные значения скорости и кинетической энергии частицы остаются практически неизменными. Значения углов отклонения θ электронов от первоначальной траектории движения варьируются в диапазоне от 0 до 180° , при этом наиболее вероятное значение угла однократного упругого рассеяния составляет порядка 5° .

Упругое рассеяние электронов характеризуется величиной дифференциального сечения. Под дифференциальным сечением упругого рассеяния понимается:

- отношение числа электронов, отраженных в единичный телесный угол $d\Omega$, к числу электронов, падающих на единицу поверхности облучаемого вещества;
- доля поперечной площади вблизи поверхности облучаемого вещества, соответствующей рассеянию частицы в диапазоне углов от θ до $\theta+d\theta$ (рис. 2.5) [24].

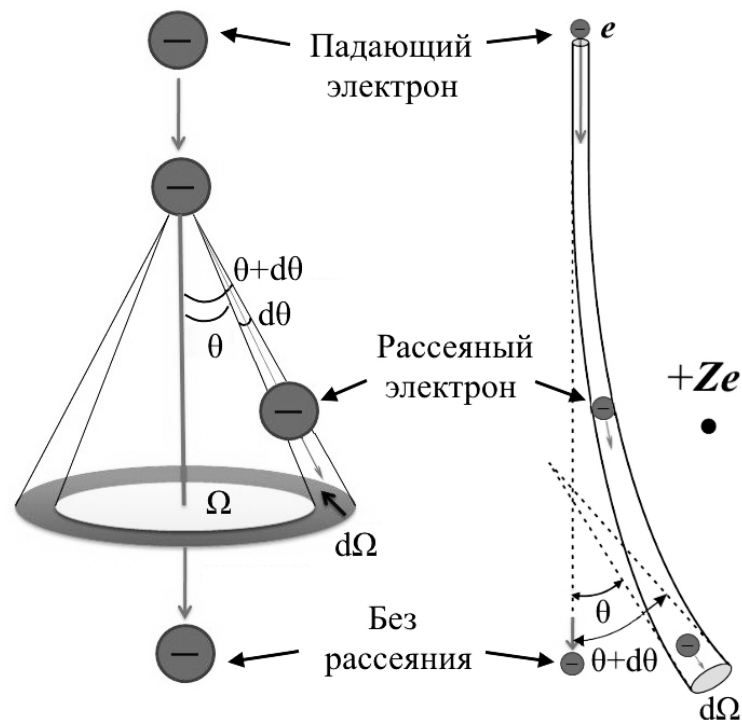


Рис. 2.5. Иллюстрация понятия «дифференциальное сечение упругого рассеяния» электронного пучка (слева) и отдельного электрона (справа)

Дифференциальное сечение упругого рассеяния рассчитывается по формуле Резерфорда:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{z \cdot Z \cdot e^2}{4 \cdot T \cdot \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right)^2, \quad (2.16)$$

где $d\sigma/d\Omega$ – дифференциальное сечение упругого рассеяния ($\text{м}^2/\text{ср}$); ϵ_0 – электрическая постоянная ($\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$); T – кинетическая энергия падающих

электронов (Дж); z – заряд частицы в единицах заряда электрона (для электрона $z = 1$); Z – порядковый номер химического элемента облучаемого вещества в таблице Менделеева; $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона по модулю; Ω – телесный угол (ср. стерадиан); θ – угол рассеяния (град).

Дифференциальное сечение упругого рассеяния является очень малой величиной и измеряется во внесистемных единицах – барнах, отнесенных к стерадиану. При этом зачастую за единицу измерения 1 барн принимается площадь: 1 барн (1 б) = 10^{-24} см² = 10^{-28} м².

Анализ формулы Резерфорда приводит к следующим выводам:

- количество отраженных электронов обратно пропорционально квадрату их кинетической энергии T ;

- в случае если энергия не изменяется $T = \text{const}$, дифференциальное сечение упругого рассеяния быстро и немонотонно увеличивается по мере роста порядкового номера элемента в таблице Менделеева и уменьшения угла рассеяния;

- вероятность рассеяния электронов под фиксированным углом прямо пропорциональна квадрату отношения порядкового номера элемента к кинетической энергии электрона.

Необходимо заметить, что соотношение (2.16) справедливо только для упругого рассеяния электронов. Дифференциальное сечение упругого рассеяния ($d\sigma/d\Omega$) измеряется в следующих единицах: 1·м²/ср, 1·см²/ср или 1·б/ср.

Проверка размерности:

$$d\sigma = \left(\frac{1}{\frac{\Phi}{\text{м}}} \cdot \frac{\text{Кл}^2}{\text{Дж}} \right)^2 \cdot \text{ср} = \left(\frac{\text{м}}{\Phi} \cdot \frac{\text{Кл}^2}{\text{Дж}} \right)^2 \cdot \text{ср}. \quad (2.17)$$

С учетом взаимосвязи между энергией, электроемкостью и зарядом $W = q^2/(2C)$ [Ф] = [Кл²/Дж], а также перевода энергии из электронвольт в джоули 1 эВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж, выражение (2.17) принимает вид

$$d\sigma = \left(\frac{\text{м}}{\frac{\text{Кл}^2}{\text{Дж}}} \cdot \frac{\text{Кл}^2}{\text{Дж}} \right)^2 \cdot \text{ср} = (\text{м})^2 \cdot \text{ср} \rightarrow \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right] = \frac{\text{м}^2}{\text{ср}}. \quad (2.18)$$

В качестве примера рассчитаем дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ в алюминии ($Z = 13$) для угла рассеяния 5° .

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{1}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}} \cdot \frac{1 \cdot 13 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 20 \cdot 10^3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot \sin^2\left(\frac{5^\circ}{2}\right)} \right)^2; \quad (2.19)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{13 \cdot 1,6}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 4 \cdot 20 \cdot \sin^2\left(\frac{5^\circ}{2}\right)} \cdot \frac{10^{-19}}{10^{-12} \cdot 10^3} \right)^2 = (1,229 \cdot 10^{-10})^2 \frac{\text{м}^2}{\text{ср}}; \quad (2.20)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1,51 \cdot 10^{-20} \frac{\text{м}^2}{\text{ср}} = 1,51 \cdot 10^{-16} \frac{\text{см}^2}{\text{ср}}. \quad (2.21)$$

Дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов с кинетической энергией $T = 20$ кэВ алюминием при угле рассеяния 5° , рассчитанное в $1,51 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{ср}$, принимает значение $0,15 \text{ Гб/ср}$, что согласуется с литературными данными [40]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1,51 \cdot 10^{-16} \frac{\text{см}^2}{\text{ср}} = 1,51 \cdot 10^8 \cdot 10^{-24} \frac{\text{см}^2}{\text{ср}} \approx 0,15 \text{ Гб/ср}. \quad (2.22)$$

На рис. 2.6 и 2.7 представлена зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния электронов алюминием от их кинетической энергии в диапазоне $T = (2 \div 20)$ кэВ, а также от порядкового номера элемента в таблице Менделеева при $T = 20$ кэВ (в обоих случаях угол рассеяния составляет 5°).

Энергия и направление движения падающих электронов оказывают существенное влияние на формирование топографического контраста «области интереса» исследуемого вещества. В свою очередь, такие характеристики отраженных электронов, как сила и плотность тока, величина сечения упругого рассеяния непосредственно зависят от направления движения первичных электронов относительно положения образца, его химического состава, а также шероховатости ее поверхности. Таким образом, интенсивность отраженных электронов определяется в том числе и топографией анализируемой поверхности.

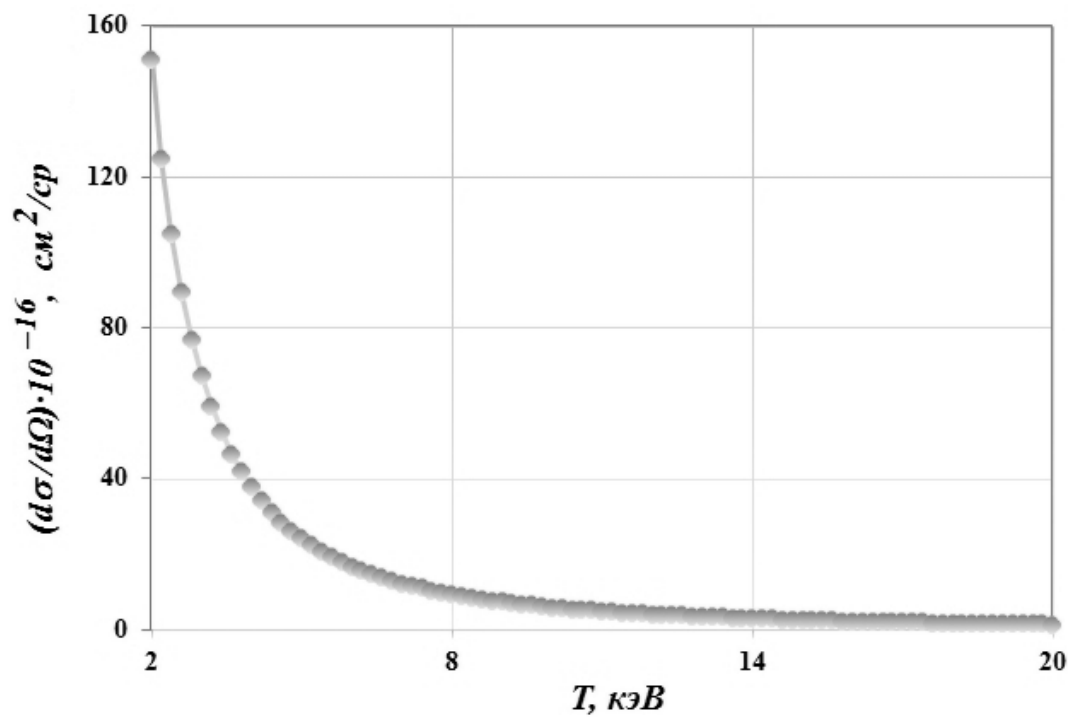


Рис. 2.6. Зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния электронов алюминием от их кинетической энергии

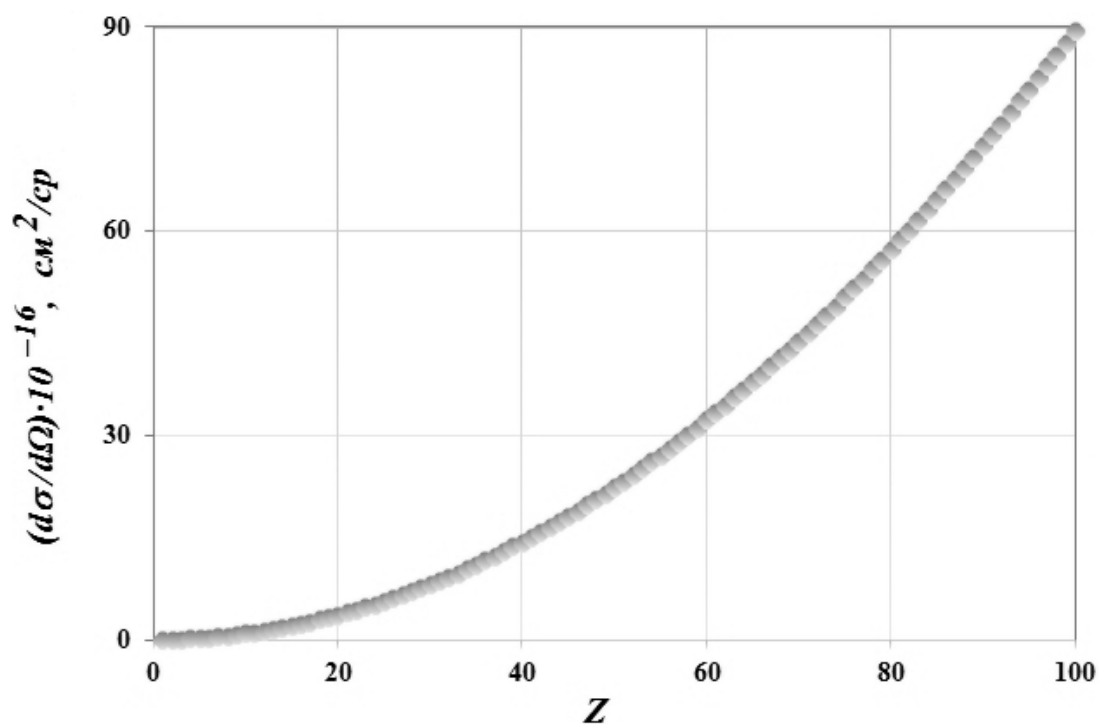


Рис. 2.7. Зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния электронов от порядкового номера элемента при $T = 20$ кэВ

В общем случае коэффициент отражения электронов является функцией кинетической энергии и угла падения электронов, а также порядкового номера элемента в таблице Менделеева при $\eta(\varphi) = \eta(T, Z, \varphi)$.

При фиксированной кинетической энергии электронов, падающих на поверхность вещества с порядковым номером Z , коэффициент отражения η зависит только от угла падения. Если направление движения падающих электронов составляет с поверхностью образца угол α ($\varphi = 90^\circ - \alpha$ относительно перпендикуляра к поверхности), коэффициент отражения $\eta(\varphi)$ рассчитывается по формуле

$$\eta(\phi) = (1 + \cos \phi)^{-\frac{9}{\sqrt{Z}}}. \quad (2.23)$$

Существует альтернативный и более точный расчет коэффициента отражения электронов при их падении на образец под углом α ($\varphi = 90^\circ - \alpha$ относительно перпендикуляра к поверхности). Коэффициент отражения η_α определяется по формуле

$$\eta_\alpha = \eta_0 \cdot e^{(\omega(1 - \cos \alpha))}. \quad (2.24)$$

При этом η_0 рассчитывается по формуле

$$\eta_0 = \beta \cdot (1 - e^{(-0,0066 \cdot \beta^{-2,5} \cdot Z)}). \quad (2.25)$$

Коэффициенты ω и β зависят от кинетической энергии падающих электронов и задаются эмпирическими соотношениями (кинетическая энергия T измеряется в 1·кэВ):

$$\beta(T) = 0,4 + 0,065 \cdot \ln T; \quad (2.26)$$

$$\omega = k(T) \cdot \ln(\mu_0^{-1}). \quad (2.27)$$

В свою очередь параметр k задается следующим выражением:

$$k = 1 - e^{(-1,83 \cdot T^{-0,25})}. \quad (2.28)$$

Приведем пример расчета коэффициента отражения электронов $T = 20$ кэВ алюминием для углов падения $\alpha = 90^\circ$, $\alpha = 45^\circ$, $\alpha = 30^\circ$ и $\alpha = 15^\circ$ ($\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 45^\circ$,

$\varphi = 60^\circ$, $\varphi = 75^\circ$ относительно перпендикуляра к поверхности соответственно) двумя различными способами.

Первый способ расчета приводит к следующим результатам:

$$\eta(\varphi = 0^\circ) = (1 + \cos 0^\circ)^{-\frac{9}{\sqrt{Z}}} = 2^{-\frac{9}{\sqrt{13}}} = 0,1772; \quad (2.29)$$

$$\eta(\varphi = 15^\circ) = (1 + \cos 15^\circ)^{-\frac{9}{\sqrt{Z}}} = 0,1850; \quad (2.30)$$

$$\eta(\varphi = 30^\circ) = (1 + \cos 30^\circ)^{-\frac{9}{\sqrt{Z}}} = 0,2107; \quad (2.31)$$

$$\eta(\varphi = 45^\circ) = (1 + \cos 45^\circ)^{-\frac{9}{\sqrt{Z}}} = 0,2632; \quad (2.32)$$

$$\eta(\varphi = 60^\circ) = (1 + \cos 60^\circ)^{-\frac{9}{\sqrt{Z}}} = 0,3635; \quad (2.33)$$

$$\eta(\varphi = 75^\circ) = (1 + \cos 75^\circ)^{-\frac{9}{\sqrt{Z}}} = 0,5630; \quad (2.34)$$

$$\eta(\varphi = 89^\circ) = (1 + \cos 89^\circ)^{-\frac{9}{\sqrt{Z}}} = 0,9577. \quad (2.35)$$

Второй способ расчета приводит к следующим результатам. Определим β и η_0 :

$$\beta(T) = 0,4 + 0,065 \cdot \ln T = 0,4 + 0,065 \cdot \ln(20) = 0,5947; \quad (2.36)$$

$$\begin{aligned} \eta_0 &= \beta \cdot (1 - e^{(-0,0066 \cdot \beta^{-2,5} \cdot Z)}) = \\ &= 0,5947 \cdot (1 - e^{(-0,0066 \cdot (0,5947)^{-2,5} \cdot 13)}) = 0,1605. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Определим k и ω :

$$k = 1 - e^{(-1,83 \cdot T^{-0,25})} = 0,5791; \quad (2.38)$$

$$\omega = k(T) \cdot \ln(\mu_0^{-1}) = 0,5791 \cdot \ln\left(\frac{1}{0,1605}\right) = 1,0594. \quad (2.39)$$

Рассчитаем коэффициент отражения η_α :

$$\begin{aligned}\eta_\alpha(\varphi = 0^\circ, \alpha = 90^\circ) &= \eta_0 \cdot e^{(\omega(1-\cos\alpha))} = \eta_0 \cdot e^{(\omega(1-\cos 90^\circ))} = \\ &= \eta_0 \cdot e^{(\omega(1-0))} = \eta_0 \cdot e^\omega = 0,1605 \cdot e^{1,0595} = 0,4626;\end{aligned}\quad (2.40)$$

$$\begin{aligned}\eta_\alpha(\varphi = 15^\circ, \alpha = 75^\circ) &= \eta_0 \cdot e^{(\omega(1-\cos\alpha))} = \\ &= 0,1605 \cdot e^{(1,0595 \cdot (1-\cos 75^\circ))} = 0,3517;\end{aligned}\quad (2.41)$$

$$\begin{aligned}\eta_\alpha(\varphi = 30^\circ, \alpha = 60^\circ) &= \eta_0 \cdot e^{(\omega(1-\cos\alpha))} = \\ &= 0,1605 \cdot e^{(1,0595 \cdot (1-\cos 60^\circ))} = 0,2725;\end{aligned}\quad (2.42)$$

$$\begin{aligned}\eta_\alpha(\varphi = 45^\circ, \alpha = 45^\circ) &= \eta_0 \cdot e^{(\omega(1-\cos\alpha))} = \\ &= 0,1605 \cdot e^{(1,0595 \cdot (1-\cos 45^\circ))} = 0,2188;\end{aligned}\quad (2.43)$$

$$\begin{aligned}\eta_\alpha(\varphi = 60^\circ, \alpha = 30^\circ) &= \eta_0 \cdot e^{(\omega(1-\cos\alpha))} = \\ &= 0,1605 \cdot e^{(1,0595 \cdot (1-\cos 30^\circ))} = 0,1850;\end{aligned}\quad (2.44)$$

$$\begin{aligned}\eta_\alpha(\varphi = 75^\circ, \alpha = 15^\circ) &= \eta_0 \cdot e^{(\omega(1-\cos\alpha))} = \\ &= 0,1605 \cdot e^{(1,0595 \cdot (1-\cos 15^\circ))} = 0,1664;\end{aligned}\quad (2.45)$$

$$\begin{aligned}\eta_\alpha(\varphi = 89^\circ, \alpha = 1^\circ) &= \eta_0 \cdot e^{(\omega(1-\cos\alpha))} = \\ &= 0,1605 \cdot e^{-0,0001523} = 0,16064.\end{aligned}\quad (2.46)$$

В работе [1] проведено моделирование взаимодействия электронного пучка с алюминием методом Монте-Карло.

На рис. 2.8 представлены картины взаимодействия электронов с кинетической энергией $T = 15$ кэВ с алюминием.

На рис. 2.9, 2.10 представлены зависимости коэффициентов отражения электронов, полученных разными способами расчета для Al, Cu и Ag, от угла φ относительно перпендикуляра к поверхности и от угла α к поверхности.

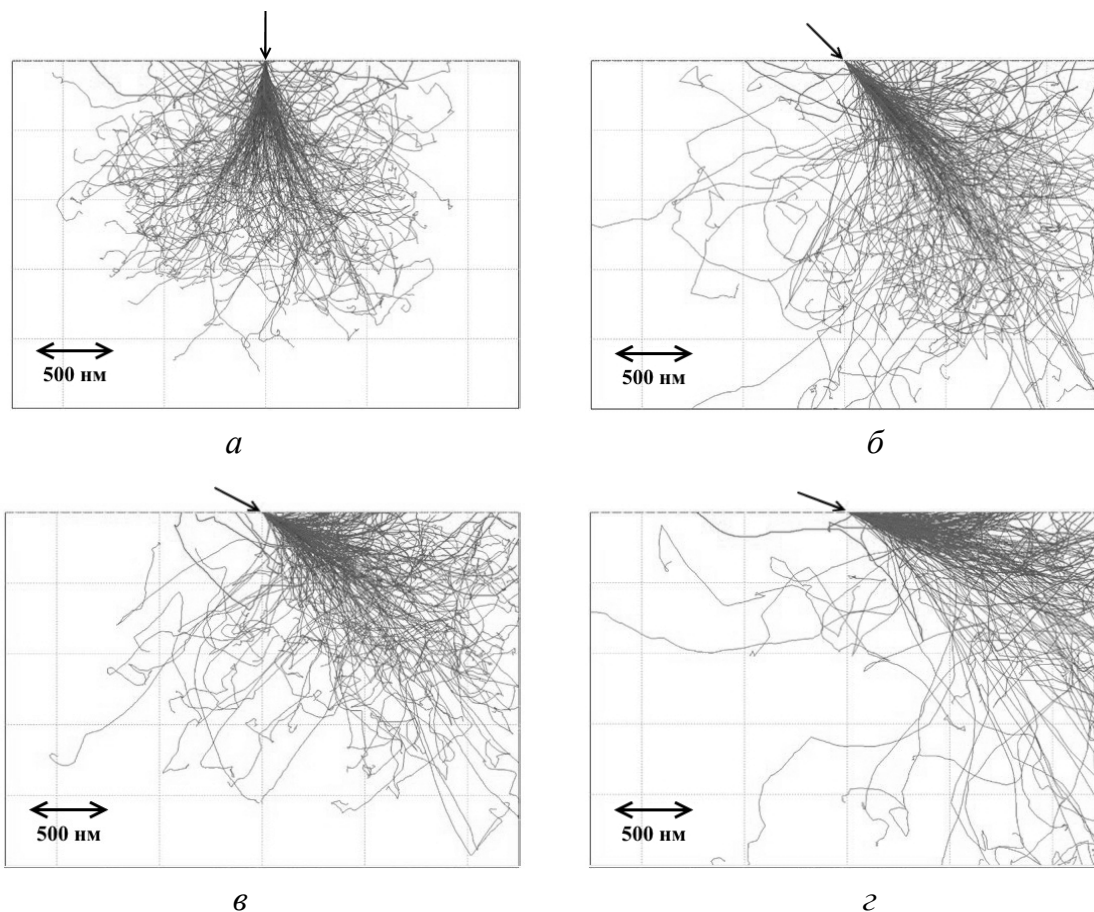


Рис. 2.8. Картины взаимодействия электронов с кинетической энергией $T = 15$ кэВ с алюминием. Углы падения $\varphi = 0^\circ$ (*a*), $\varphi = 45^\circ$ (*б*), $\varphi = 60^\circ$ (*в*), $\varphi = 75^\circ$ (*г*) относительно перпендикуляра к поверхности

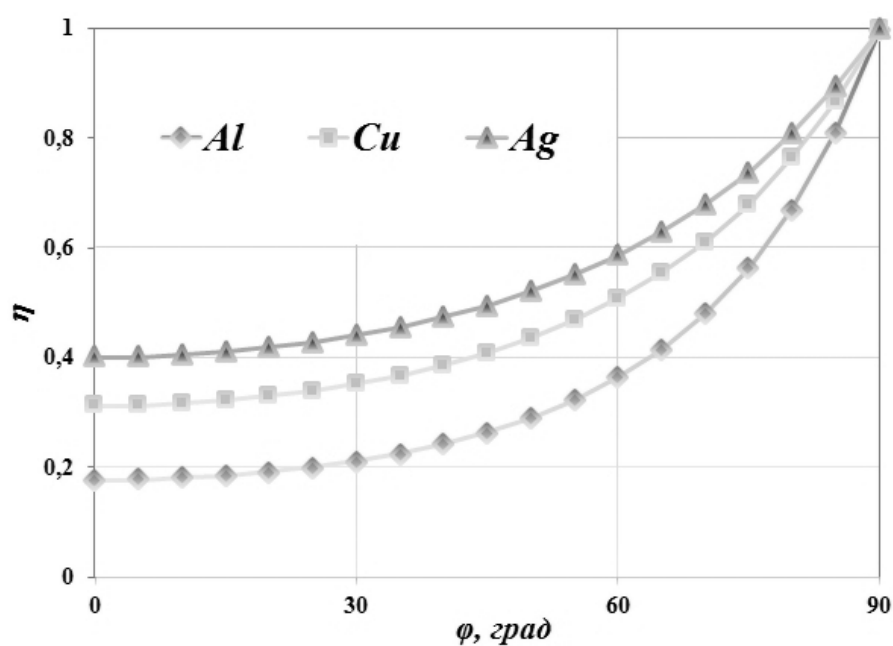


Рис. 2.9. Зависимость коэффициента отражения электронов для Al, Cu и Ag от угла φ относительно перпендикуляра к поверхности

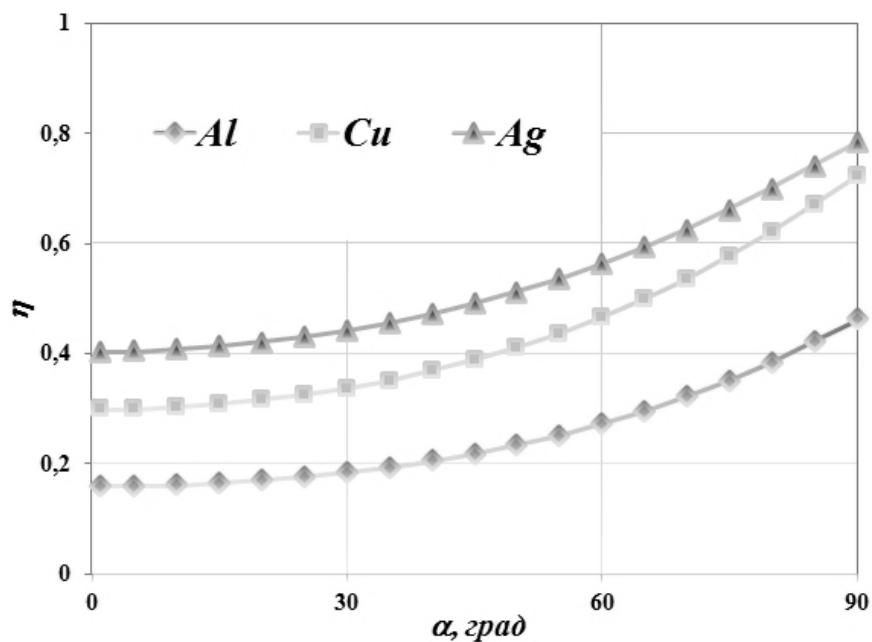


Рис. 2.10. Зависимость коэффициента отражения электронов для Al, Cu и Ag от угла α к поверхности

Коэффициенты отражения электронов веществом зависят не только от кинетической энергии, угла падения электронов и порядкового номера элемента в таблице Менделеева, но и от шероховатости исследуемой поверхности. Качество предварительной обработки поверхности влияет на коэффициент отражения электронов, который может изменяться как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения в зависимости от выбора «области интереса», что обуславливает зависимость интенсивности отраженных электронов от топографии (рельефа) поверхности. Данный тип контраста также во многом определяется различием в порядковых номерах химических элементов (коэффициентах отражения), входящих в состав исследуемого вещества. Следует отметить, что при упругом рассеянии электронов проявляется «ориентационный эффект». Данный эффект заключается в том, что максимальное количество электронов отражается в плоскости их падения, а угол падения приблизительно равен углу отражения. Возникновение топографического контраста в отраженных электронах обусловлено преимущественно ориентационным эффектом. Интерпретация микрофотографий, формируемых методом РЭМ в режиме топографического контраста, во многом основывается на приемах, используемых при анализе оптических изображений – поверхности, образующие большой угол наклона по отношению к падающим электронам, выглядят яркими, в то время как области темного оттенка ориентированы перпендикулярно электронному зонду [41].

2.3. КОМПОЗИЦИОННЫЙ И ТОПОГРАФИЧЕСКИЙ КОНТРАСТ

Детектирование обратноотраженных электронов позволяет сформировать контрастную микрофотографию «области интереса» исследуемого вещества многокомпонентного состава. Формирование контраста изображений в обратнорассеянных электронах определяется коэффициентом обратного рассеяния, который может быть использован для количественного определения состава исследуемых материалов [42].

На композиционный контраст также оказывают влияние свойства электронного пучка и детектора – энергия и угол сходимости падающего электронного пучка определяют рисунок контраста, в то время как положение и отклик детектора влияют на глубину композиционного контраста [43, 44].

Различие коэффициентов отражения электронов атомами химических элементов является физической основой механизма формирования контрастного изображения. Количественно контраст определяется в соответствии с выражением

$$C = \frac{S_2 - S_1}{S_2}, \quad (2.47)$$

где S_1 и S_2 – сигналы, соответствующие электронам, обратноотраженным от двух смежных локальных областей различного химического состава.

Соотношение (2.47) справедливо в случае, если $S_2 > S_1$. Из формулы (2.47) следует, что контраст может принимать количественные значения в диапазоне от 0 до 1. Монотонный характер зависимости коэффициента отражения электронов от порядкового номера элемента в таблице Менделеева $\mu = \mu(Z)$ является физической основой механизма формирования «контраста атомного номера», также называемого «Z-контраст» или «композиционный контраст» [45]. В случае, когда интенсивность сигналов S_1 и S_2 пропорциональна коэффициентам отражения электронов, композиционный контраст («Z-контраст») определяется в соответствии с выражением

$$C = \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_2}, \quad (2.48)$$

где μ_1 и μ_2 – коэффициенты отражения электронов от двух смежных локальных областей различного химического состава. Соотношение (2.49) справедливо в случае, если $\mu_2 > \mu_1$.

В области монотонного роста коэффициента отражения электронов с увеличением порядкового номера элемента в таблице Менделеева, элемент с большим Z будет обладать более высоким значением коэффициента отражения и, как следствие, большей интенсивностью сигнала обратноотраженных электронов.

Таким образом, в режиме композиционного контраста большая яркость характерна для локальных областей исследуемого многокомпонентного вещества, состоящих из атомов элементов с более высоким порядковым номером. Использование режима композиционного контраста обеспечивает возможность качественного анализа химического состава поверхности исследуемых многокомпонентных веществ.

В качестве примера на рис. 2.11, 2.12 представлены микрофотографии композитного материала многокомпонентного состава, на рис. 2.13 – стали 14Cr, оксидно-упрочненной по объему (ОУО) и легированной титаном и вольфрамом [46], в режиме вторичных и обратноотраженных электронов («Z-контраст»). Также в качестве примера на рис. 2.14 представлена микрофотография полированной, но нетравленной поверхности образца нержавеющей стали в режиме вторичных и обратноотраженных электронов [47].

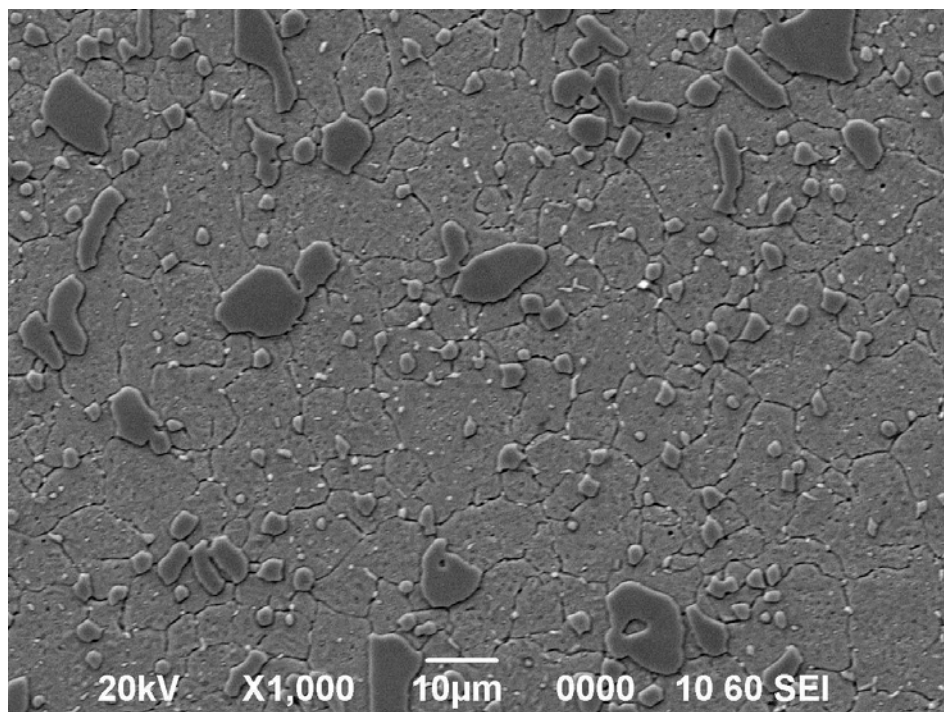


Рис. 2.11. Микрофотография композитного материала многокомпонентного состава в режиме вторичных электронов

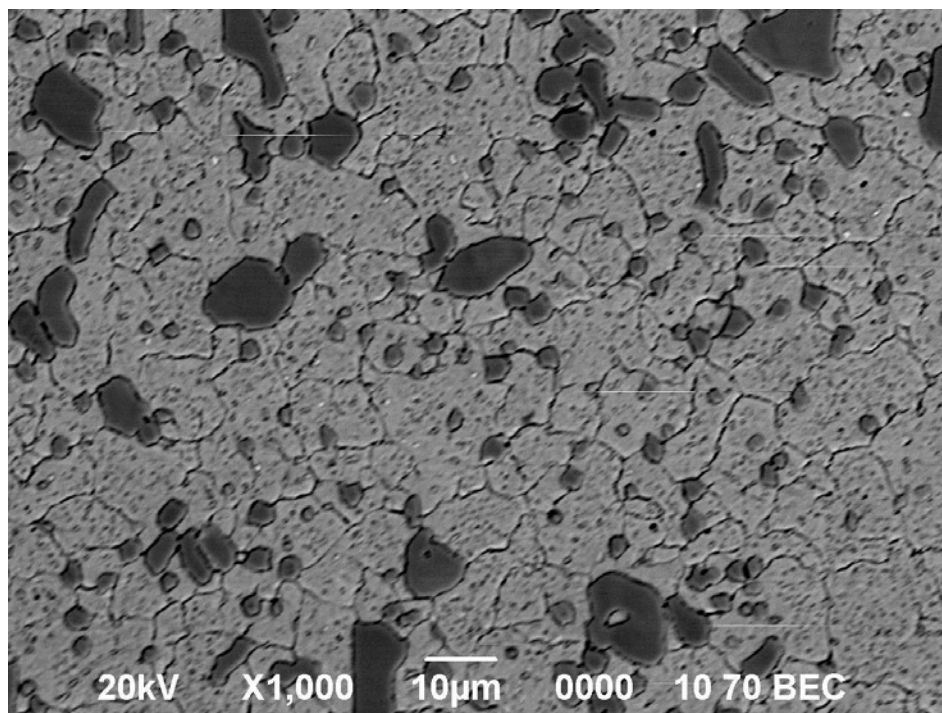
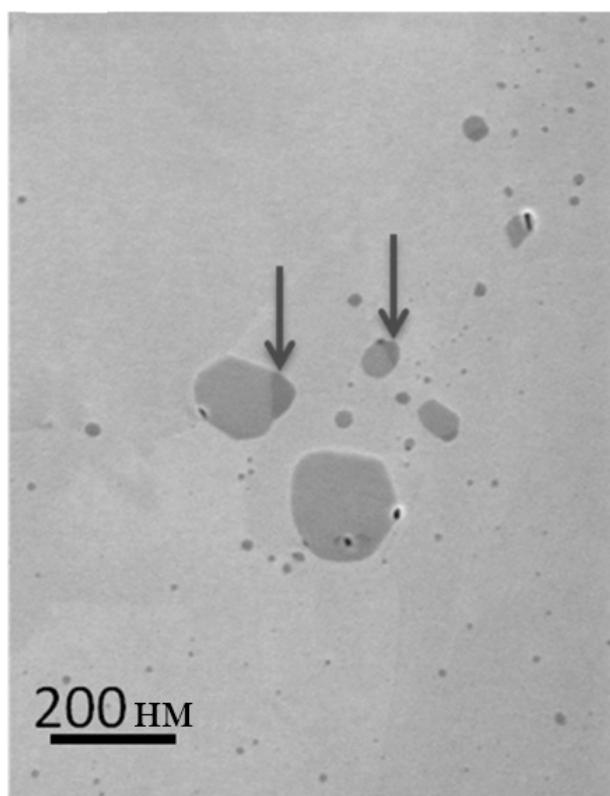
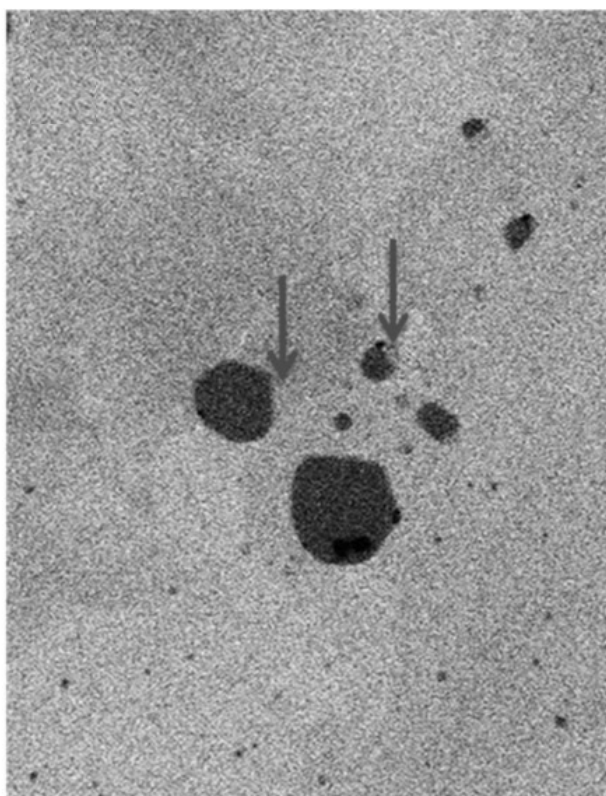


Рис. 2.12. Микрофотография композитного материала многокомпонентного состава в режиме обратноотраженных электронов

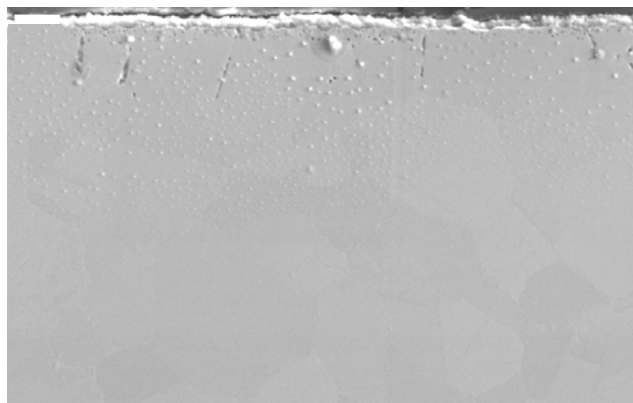


а

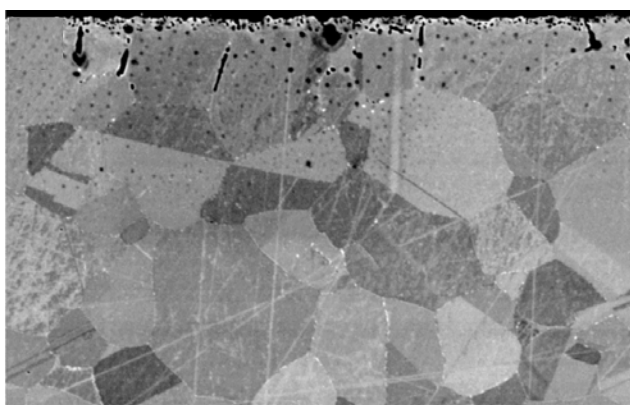


б

Рис. 2.13. Микрофотографии ОУО стали 14Cr в режиме вторичных (*а*) и обратноотраженных (*б*) электронов



a



б

Рис. 2.14. Микрофотографии образца нержавеющей стали в режиме вторичных (*a*) и обратноотраженных (*б*) электронов

На микрофотографиях (рис. 2.10) наблюдаются включения темного цвета, обозначенные стрелками. Анализ микрофотографии, представленной на рис. 2.13, позволяет сделать вывод, что образец стали 14Cr содержит включения, образованные элементами с более высоким порядковым номером, по сравнению порядковым номером железа ($Z = 26$).

Анализ полученной на микроскопе Jeol JCM-5700 микрофотографии, представленной на рис. 2.12, позволяет сделать вывод, что матрица композитного материала состоит из атомов элемента с более высоким порядковым номером, по сравнению с атомами элемента, образующего включения. На микрофотографии (рис. 2.13) наблюдаются включения темного цвета на фоне более светлой матрицы. Анализ микрофотографии, представленной на рис. 2.14, приводит к аналогичным выводам.

В качестве примера топографического (BET) и композиционного контраста (BEC) в прил. Б представлены микрофотографии образца во вторичных (SEI) и обратноотраженных электронах.

Контрольные вопросы

1. Закон Мозли, величины, входящие в состав формулы, отражающей этот закон.
2. Физические основы и схема электронных переходов в атоме.
3. Физические основы получения энергодисперсионных спектров.
4. Определение характеристической частоты рентгеновского излучения.
5. Физический смысл постоянной экранирования. Определение постоянной экранирования с использованием энергии характеристического рентгеновского излучения.
6. Дифференциальное сечение упругого рассеяния. Формула Резерфорда.
7. Зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния электронов от их кинетической энергии.
8. Зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния электронов от порядкового номера элемента в таблице Менделеева.
9. Коэффициент отражения электронов.
10. Зависимость коэффициента отражения электронов от порядкового номера элемента в таблице Менделеева.
11. Зависимость коэффициента отражения электронов от угла их падения.
12. Композиционный и топографический контраст.

3. ПОДГОТОВКА ОБРАЗЦОВ К АНАЛИЗУ МЕТОДАМИ РЭМ и ЭДА

Подготовка образцов для исследования методом РЭМ является важным этапом для визуализации и получения качественного изображения, а также более точного анализа химического состава [48]. Отраженные и вторичные электроны могут накапливаться на поверхности образца, что обуславливает необходимость удаления элементарных отрицательно заряженных частиц из «области интереса». Для этого используется проводящий скотч, а также заземление держателя образца; в противном случае избыток электронов на поверхности образца приведет к экранированию (отталкиванию) первичных электронов отрицательно заряженной поверхностью, что сопровождается искажением изображения благодаря эффекту зарядки.

С теоретической точки зрения, исследование диэлектрических материалов необходимо проводить в режиме наименьшего ускоряющего напряжения и минимального тока электронного пучка, однако в таких условиях крайне затруднительна визуализация поверхности образца и его элементный анализ. В целях преодоления этого противоречия при анализе непроводящих диэлектрических объектов, таких, как керамические материалы, полимеры или биологические ткани [49], на их поверхности предварительно формируют тонкопленочные токопроводящие покрытия толщиной порядка 10 нм. Для этого применяются различные методы и материалы, например, магнетронное распыление углерода, золота, палладия, платины или серебра. Требования к толщине токопроводящей пленки обусловлены необходимостью сохранения морфологии исходной поверхности образца, а также проведения количественного анализа его химического состава. Таким образом, например, когда углерод является одним из элементов, представляющих интерес для идентификации, на поверхности образца необходимо сформировать тонкопленочное токопроводящее покрытие с использованием материала мишени, не содержащей в своем составе углерод. С другой стороны, токопроводящая пленка слишком малой толщины может не предотвратить разрушение образца электронным пучком вследствие его нагрева, радиационного повреждения или летучести пробы.

На рис. 3.1 представлена микрофотография полимерной мембраны, состоящей из волокнистого каркаса для фильтрации воды. Рисунок 3.1 иллюстрирует эффективность предварительного нанесения тонкого углеродного слоя на диэлектрический образец для нивелирования эффекта накопления заряда [50].

Пробоподготовка является важнейшим фактором, оказывающим непосредственное влияние на точность количественного анализа химического состава, благодаря необходимости учета максимальной глубины генерации рентгеновского излучения в образце и пробега электронов в нем. В подавляющем большинстве случаев для получения корректных результатов количественного анализа химического состава образца производится его заливка в компаунд, а затем посредством шлифования и полирования получают шлиф с плоской поверхностью, характеризующейся отсутствием перепадов высот и низкой шероховатостью.

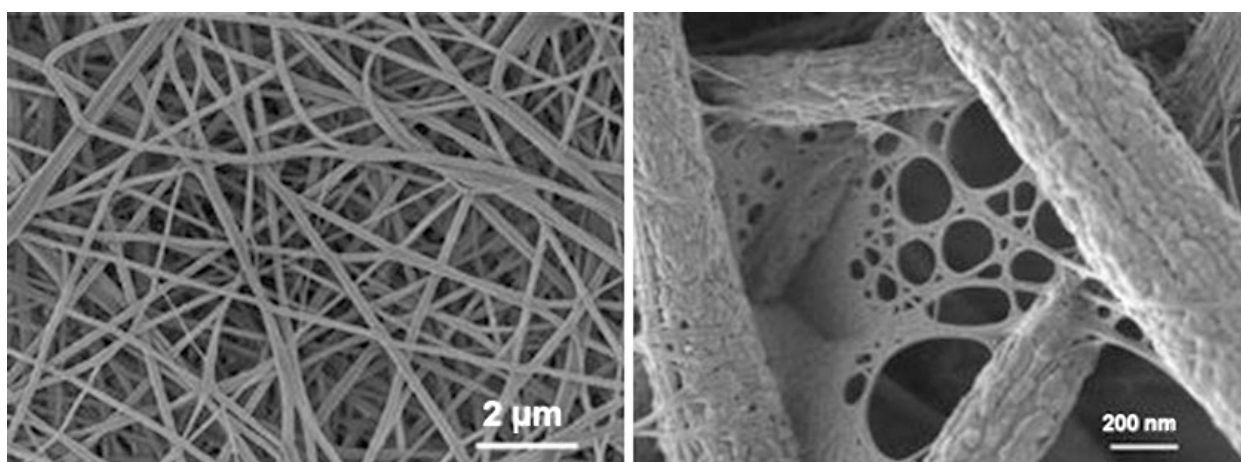


Рис. 3.1. Микрофотографии полимерной мембраны с предварительно нанесенным тонким слоем углерода

Предварительная очистка поверхности образцов, особенно непроводящих ток, также способствует 1) уменьшению искажения сигналов, возникающих при падении первичного электронного пучка, а также 2) снижению скорости дрейфа изображения. Искажение сигнала и дрейф изображения должны быть максимально снижены для формирования изображений наилучшего качества и получения корректных результатов микроанализа [51]. Таким образом, пробоподготовка образцов играет важную роль в ходе исследований как проводящих, так и непроводящих материалов. В случае анализа диэлектрических материалов, помимо пробоподготовки, необходимо экспериментально подбирать режим, который при минимальных величинах энергии первичных электронов и токе зонда обеспечивает наилучшие результаты исследования морфологии и химического состава образца [52].

4. РАБОТА С УПРАВЛЯЮЩЕЙ ПРОГРАММОЙ ЭЛЕКТРОННОГО МИКРОСКОПА JEOL JMC-5700

4.1. ОСНОВНЫЕ ФУНКЦИИ

Виды ярлыков основного меню растрового электронного микроскопа JEOL JMC-5700 представлены в табл. 4.1. Управляющая программа микроскопа (основное меню) запускается посредством нажатия на ярлык «SEM main menu», после чего на экране отображается интерфейс управления микроскопом (рис. 4.1). Для перехода в режим наблюдения следует нажать кнопку «HT/OFF», после этого появится индикатор «HT/Wait», а спустя несколько секунд цвет кнопки изменится на зеленый, и на ней возникнет надпись «HT/ON». В рабочей области экрана появится изображение наблюдаемого объекта (если он загружен в камеру микроскопа) или предметного столика в случае отсутствия образца в камере (рис. 4.2). Для простого наблюдения достаточно последовательно использовать следующие кнопки меню: 1) ACB (автоматическая настройка контраста и яркости); б) AFD (автоматическая настройка фокуса); в) ASD (автоматическая настройка стигматизма). Выбор и последовательность выполнения операций автоматической настройки контраста и яркости, а также фокуса и стигматизма определяются опытным путём до получения наилучшего качества изображения. По умолчанию подбор и настройка режима предварительного просмотра изображения осуществляются кнопкой «Scan2». Также в настройках программного обеспечения режим по умолчанию может быть изменен на режимы «View», «Scan1», «Scan3» или «Scan4», отличие которых заключается в скорости сканирования и разрешении формируемого изображения. Выбор предварительного режима сканирования производится по усмотрению оператора. Формирование изображения «области интереса» может быть реализовано двумя способами – кнопками: «Freeze» либо «Photo», при этом функция «Freeze» обеспечивает возможность мгновенного сохранения «области интереса» (аналог функции «print screen»), тогда как функция «Photo» позволяет получить изображение высокого качества с заранее заданным расширением и скоростью съемки посредством последовательного сканирования «области интереса» электронным пучком. Полученное изображение может быть сохранено в формате рисунка (*.jpg).

При необходимости проведения качественного и (или) количественного анализа химического состава, а также исследования топографии и (или)

характерных размеров объектов, полученное изображение «области интереса» может быть отправлено в соответствующую программу, предварительно запущенную посредством вызова меню «Analysis Station».

Таблица 4.1

Виды ярлыков меню микроскопа JEOL JMC-5700

| Вид ярлыка | Описание функции |
|---|--|
|  SEM main menu | Запуск управляющей программы микроскопа |
|   | Инициирование перехода в режим наблюдения. Переход в режим наблюдения |
|  | Нахождение микроскопа в режиме наблюдения |
|  | Переход в режим юстировки пушки |
|  | Выполнение операций автоматической настройки контраста и яркости, а также фокуса и стигматизма |
|  | Режимы предварительного просмотра изображения |
|  | Режимы получения изображения |
|  Analysis Station | Запуск программы анализа элементного состава и топографии «области интереса» |

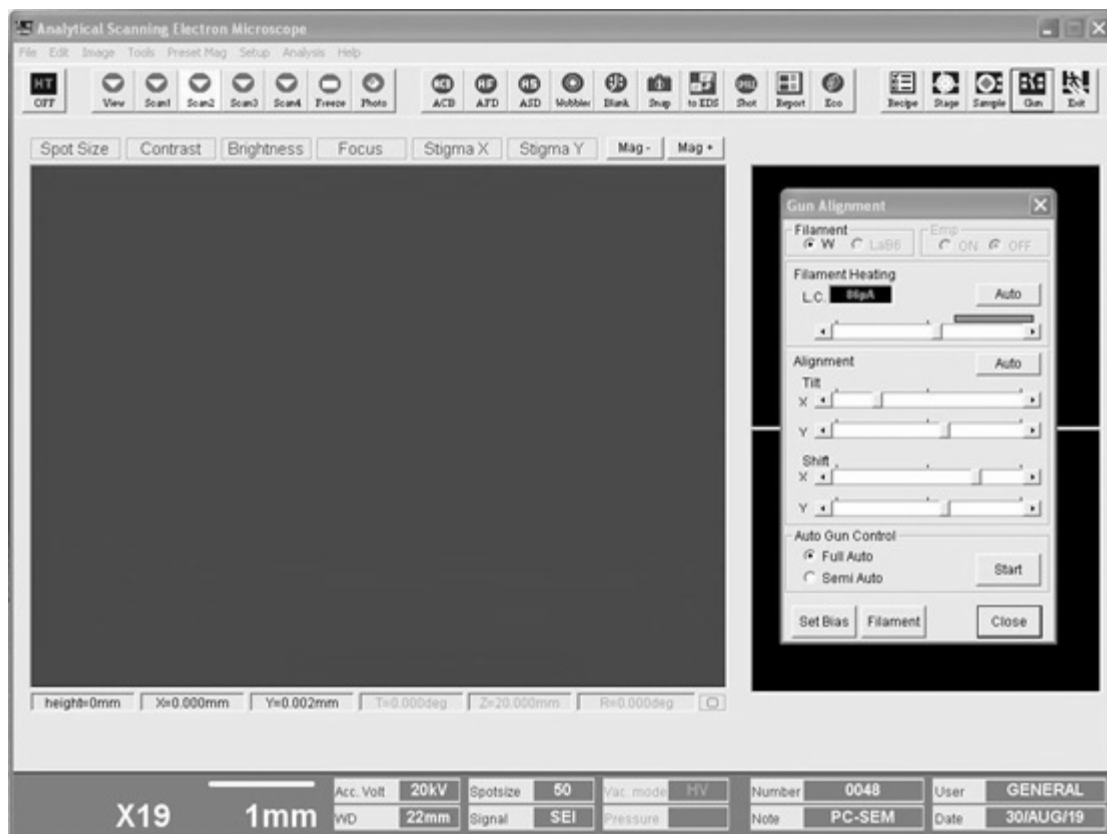


Рис. 4.1. Интерфейс управления микроскопом перед нажатием кнопки «HT/ON»



Рис. 4.2. Интерфейс управления микроскопом после нажатия кнопки «HT/ON»

4.2. ЮСТИРОВКА ЭЛЕКТРОННОЙ ПУШКИ МИКРОСКОПА

После каждого включения микроскопа и перехода в режим наблюдения необходимо провести юстировку электронной пушки (меню «Gun»). Юстировка осуществляется в автоматическом режиме (рис. 4.3) и заключается в увеличении тока накала катода при максимальном ускоряющем напряжении (20 kV).



Рис. 4.3. Меню юстировки
электронной пушки

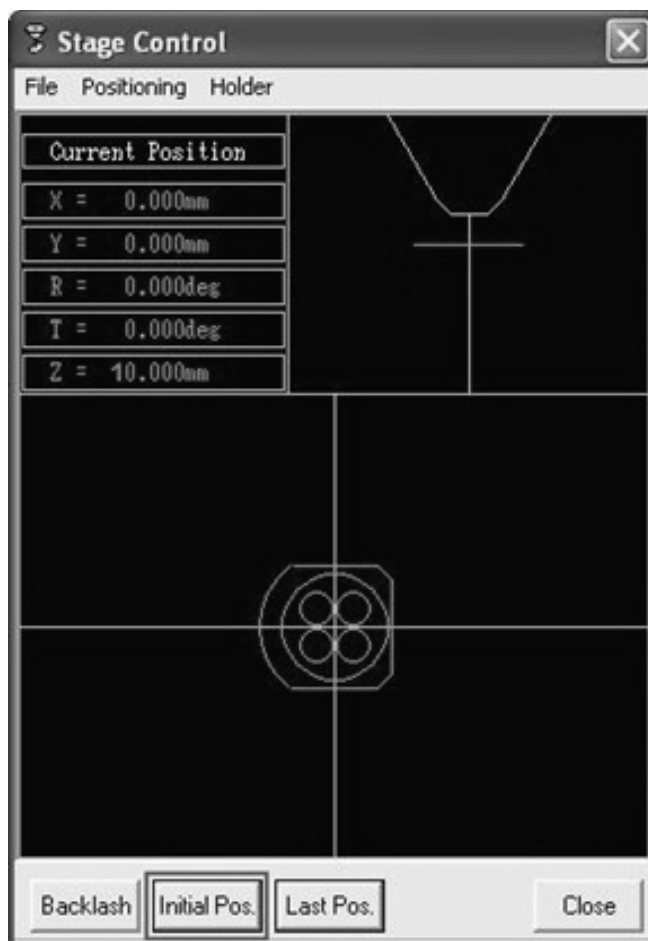


Рис. 4.4. Меню автоматического
перемещения предметного столика

Для юстировки пушки необходимо последовательно выполнить следующие операции: 1) «Auto gun control» (автоматический контроль пушки); 2) «Alignment» (сброс предыдущих настроек и выбор параметров, задаваемых по умолчанию); 3) «Filament heating» (автоматическая регулировка тока нагрева катода). После осуществления операций юстировки в указанной последова-

тельности необходимо убедиться в том, что ползунок-индикатор тока накала катода не попадает в область, соответствующую экстремальному режиму работы (область, выделенная на рис. 4.3).

4.3. ПАРАМЕТРЫ ФОРМИРУЕМОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ И ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ МЕНЮ ЭЛЕКТРОННОГО МИКРОСКОПА JEOL JMC-5700

В нижней части рабочего экрана микроскопа перечислены основные параметры, варьирование которых обеспечивает возможность изменения получаемого изображения: 1) увеличение, крат; 2) масштаб; 3) «Acc. Volt» – ускоряющее напряжение; 4) «WD» – рабочее расстояние (для проведения корректного элементного анализа параметр WD должен принимать значение в диапазоне от 9 до 11; 5) «Spotsize» – размер пятна (относительная величина области на поверхности образца, на которой фокусируется электронный пучок; 6) «Signal» – тип сигнала (изображение во вторичных электронах).

На микроскопе JEOL JMC-5700 доступен выбор следующих типов сигналов: «SEI» – изображение во вторичных электронах, «BEI» – изображение в отраженных электронах. В режиме отраженных электронов доступны три вида контраста. Режим «Comp» – это композиционный контраст, в котором легкие химические элементы выглядят темнее, более тяжелые – ярче. Режим «Торо» – это топографический контраст, в котором соотношение света и тени на изображении выглядит так, как будто оно подсвечено с правой стороны. Режим «Shadow» – это стереоскопическое изображение, в котором выпуклые участки справа выглядят более яркими, а слева – более темными (для впадин диаметрально противоположное соотношение света и тени). Для режима стереоскопического изображения характерна следующая взаимосвязь: чем больше размер пятна, тем ярче изображение.

Виды ярлыков дополнительных функций меню микроскопа представлены в табл. 4.2.

Параметры формирования изображения

| Параметр, вид ярлыка | | Функция (операция) |
|---|---|---|
|  |  | Индикатор текущего увеличения |
|  |  | Индикатор текущего масштаба |
|  | | Индикатор текущего ускоряющего напряжения |
|  | | Индикатор текущего рабочего расстояния |
|  | | Индикатор текущего размера пятна |
|  | | Индикатор типа текущего сигнала |
|  | | Индикаторы типов режима в отраженных электронах |
|  | | Запуск операций «DFC», «Stereo», «Movie» |
|  | | Запуск операций «Wobbler», «Blank», «Series» |
|  | | Запуск операций «Recipe», «Stage», «Sample» |
|  | | Запуск операций «Vent», «Evac» |

«DFC» – динамическая фокусировка. «Stereo» – режим получения стереоскопического изображения. «Movie» – режим записи и воспроизведения видео. «Wobbler» – осциллятор объектной линзы, реализующий настройку апертуры объектива, а также периодическое изменение тока объектной линзы. Применяется в случае отклонения электронного пучка от оси микроскопа (сдвига изображения по вертикали и горизонтали). «Blank» («Beam blanking», запирание пучка) – меню, реализующее возможность предотвращения повреждения образца избыточным облучением электронным пучком. «Series» – пункт меню, реализующий различные виды энергодисперсионного анализа образца. «Recipe» – рецепт. При необходимости в данном пункте меню может быть сохранена совокупность параметров формирования изображения. В данном пункте меню производится выбор необходимого рецепта. «Stage» – меню контроля положения предметного столика. При выборе команды «Initial Pos.» (рис. 4.4) предметный столик автоматически перемещается в начало координат. «Sample» – меню, позволяющее произвести замену образца. Меню «Sample» включает функции «Vent» (вентиляция, разгерметизация камеры) и «Evac» (создание низкого вакуума в камере).

5. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ РЭМ и ЭДА

Взаимосвязь между морфологией и химическим составом нанообъектов обеспечивает возможность их исследования на атомарном уровне и применения в таких отраслях промышленности, как наноэлектроника и фармацевтика, в технологиях катализа и даже археологии и минералогии.

В настоящее время в связи с уменьшением масштаба наноэлектронных устройств актуальна проблема анализа химического состава и структуры тонких и ультратонких пленок [53] (рис. 5.1). Также на основе совместного применения РЭМ и ЭДС разрабатываются экспрессные и неразрушающие методы определения плотности и толщины наноструктурированных пленок [54].

Метод электронной микроскопии применяется для исследования преобразователей солнечной энергии и солнечных батарей на основе перовскита – металлоорганического галоидного соединения титаната кальция (CaTiO_3) [55]. Исследование химического состава и морфологии термоэлектрических материалов (преобразователи отработанного тепла в электричество, обеспечивающие повторное использование энергии и твердотельное охлаждение) также реализуется посредством применения методов РЭМ и ЭДА [56].

Электронная микроскопия широко используется для определения размеров наноструктур [57]. Визуализация и интерпретация свойств и характеристик микро- и наноматериалов является одной из сложных задач 2D- и 3D-микроскопии [58, 59]. Изображения, формируемые методом РЭМ, являются черно-белыми и двумерными. Для облегчения их восприятия проводят колорирование, а также представление изображений в 3D-формате [60]. Автоматизация этих процессов может быть реализована различными методами, к которым в том числе относятся стереофотограмметрия [61] и рефлектометрия. Трехмерная реконструкция изображения поверхности является одной из актуальных проблем растровой электронной микроскопии [62], поскольку количественная и визуальная информация об объектах исследования востребована в медицине, фармакологии, химии и механике.

В методе РЭМ интенсивность сигнала каждого пикселя эквивалентна некоторому единственному численному значению, которое представляет собой относительное (пропорциональное) количество электронов, испущенных с поверхности образца и соответствующих положению пикселя на микрофотографии. Традиционно это численное значение представляется в градациях серого цвета, а результирующее изображение, по сути, является черно-белым.

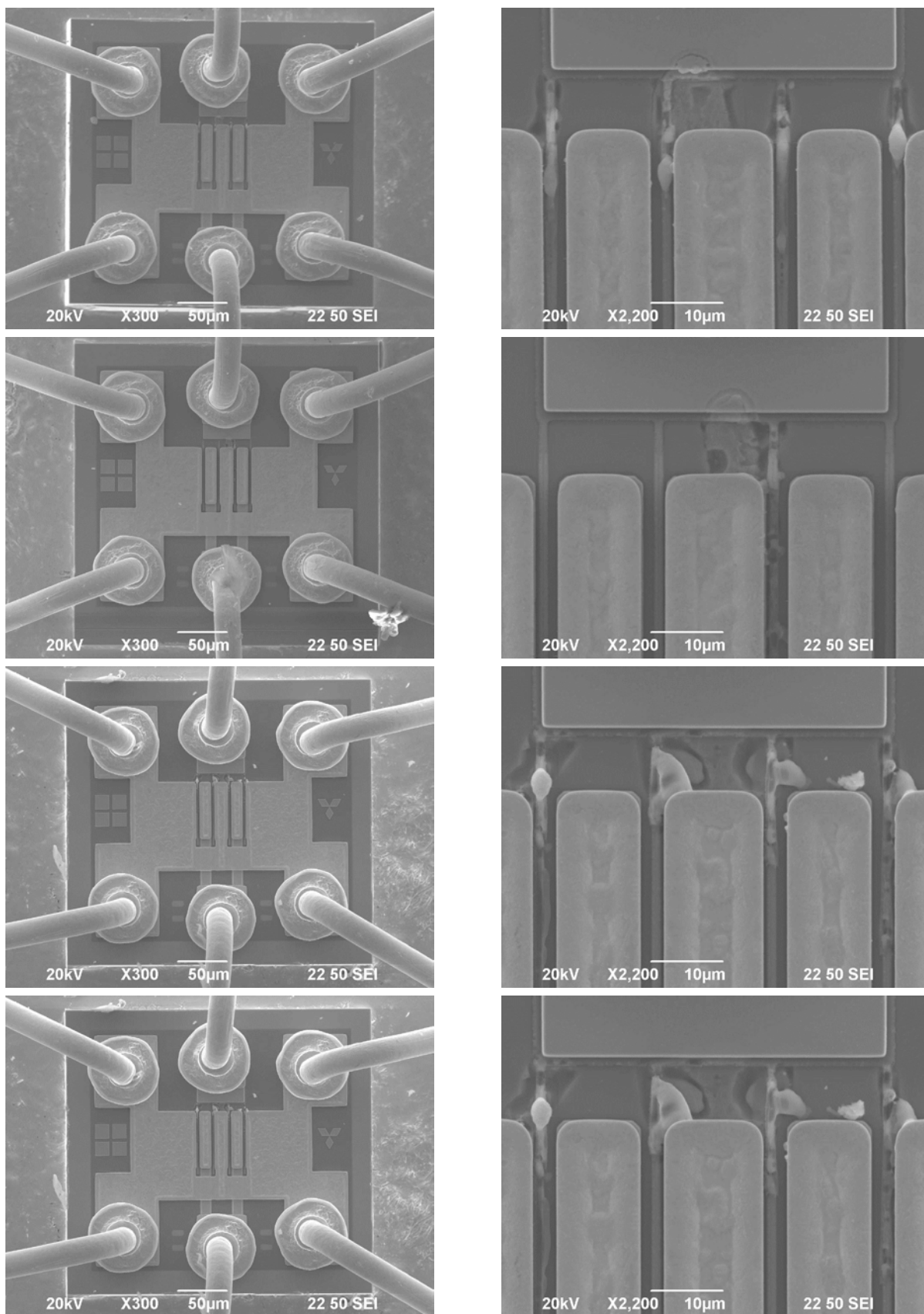


Рис. 5.1. Микрофотографии элементов нанoeлектронных устройств

На сегодняшний день отсутствует универсальный и достоверный метод формирования цветных 3D-микрофотографий, обеспечивающий сохранение всей полноты информации об исследуемом объекте [63]. Однако предпринимаются попытки получения цветных изображений методом математической обработки исходных микрофотографий [64]. В результате применения современного компьютерного программного обеспечения и компьютерной графики, изображения, получаемые на электронных микроскопах, могут быть представлены в цветном формате, а также в 3D-формате [65].

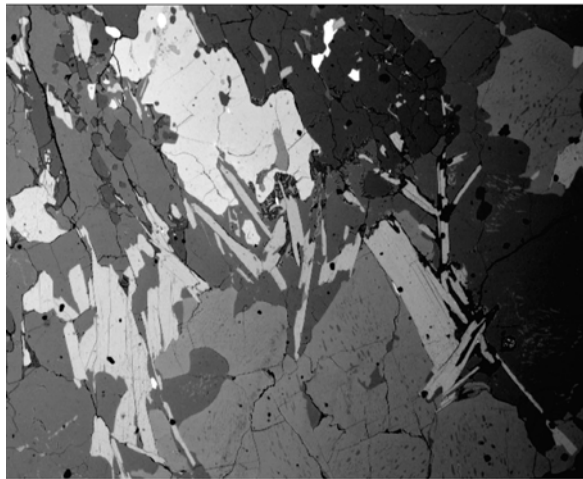
На рис. 5.2 показаны микрофотографии плоского полированного образца, содержащего несколько минеральных фаз. РЭМ изображения получены в режиме обратноотраженных электронов: а) необработанное изображение, градации серого цвета; б) ложное цветное изображение, цвета поставлены в соответствие каждому уровню серого с применением температурной шкалы, содержащей следующую последовательность цветов: черный, красный, оранжевый, белый; в) математически обработанное изображение, на котором каждый цвет соответствует отдельной минеральной фазе [66].

Методы РЭМ и ЭДА применяются для исследования пористых наноматериалов (металлоорганические матрицы, цеолиты, мезопористые кремнеземы), использование которых приобретает все большую актуальность из-за их каталитической активности [67].

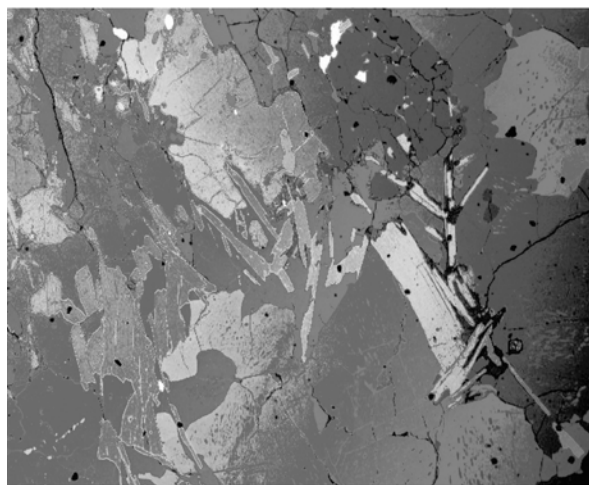
РЭМ и ЭДА используются в археологии, а также в геологии и минералогии. Микрофотографии шлака из пудлинговочной печи (пудлингование – устаревший способ переработки чугуна в малоуглеродистую сталь) представлены на рис. 5.3 [68].

Основными преимуществами использования методов РЭМ и ЭДА в геологии являются 1) сравнительно простая пробоподготовка (отсутствует необходимость формирования проводящего покрытия); 2) возможность исследования в микро- и наномасштабе образцов горных пород и минералов, определения их фазового состава, что обеспечивает получение информации об условиях роста минералов [69].

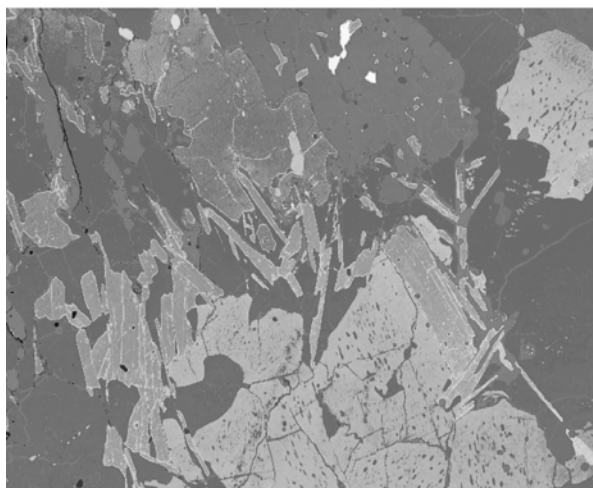
Исследование керамических материалов, обнаруженных в ходе археологических раскопок, в том числе порошков и красителей, также может быть реализовано посредством применения метода электронной микроскопии [70]. На рис. 5.4 представлена карта элементного состава образцов песка, отобранного в Бахрейне, Гизе и Петре [68].



a



б



в

Рис. 5.2. РЭМ-изображения в режиме обратноотраженных электронов:
a – необработанное изображение; *б* – ложное цветное изображение;
в – математически обработанное изображение

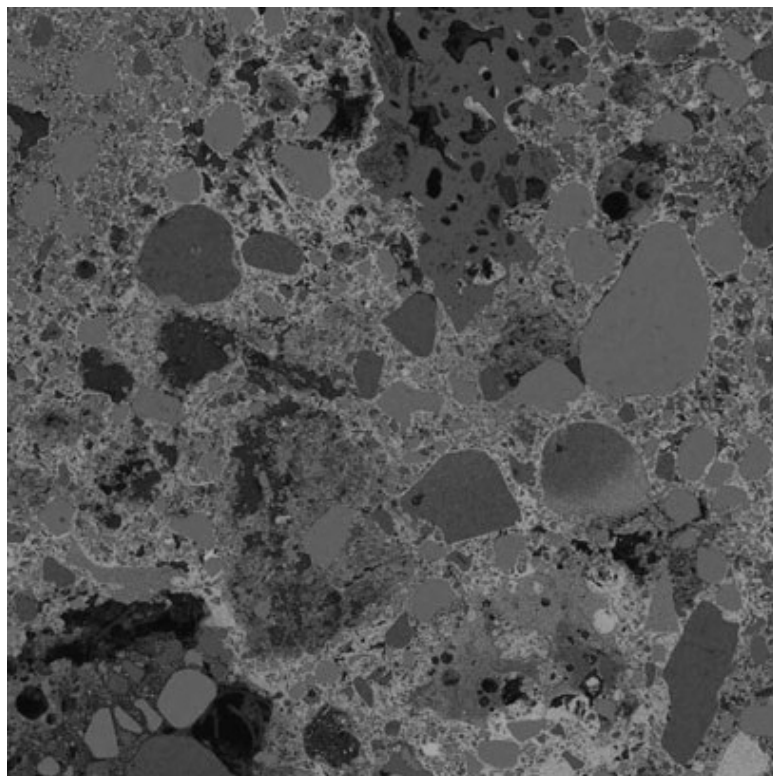


Рис. 5.3. Карта элементного состава шлака из пудлинговочной печи.
Разным оттенкам соответствуют Si, Fe и C

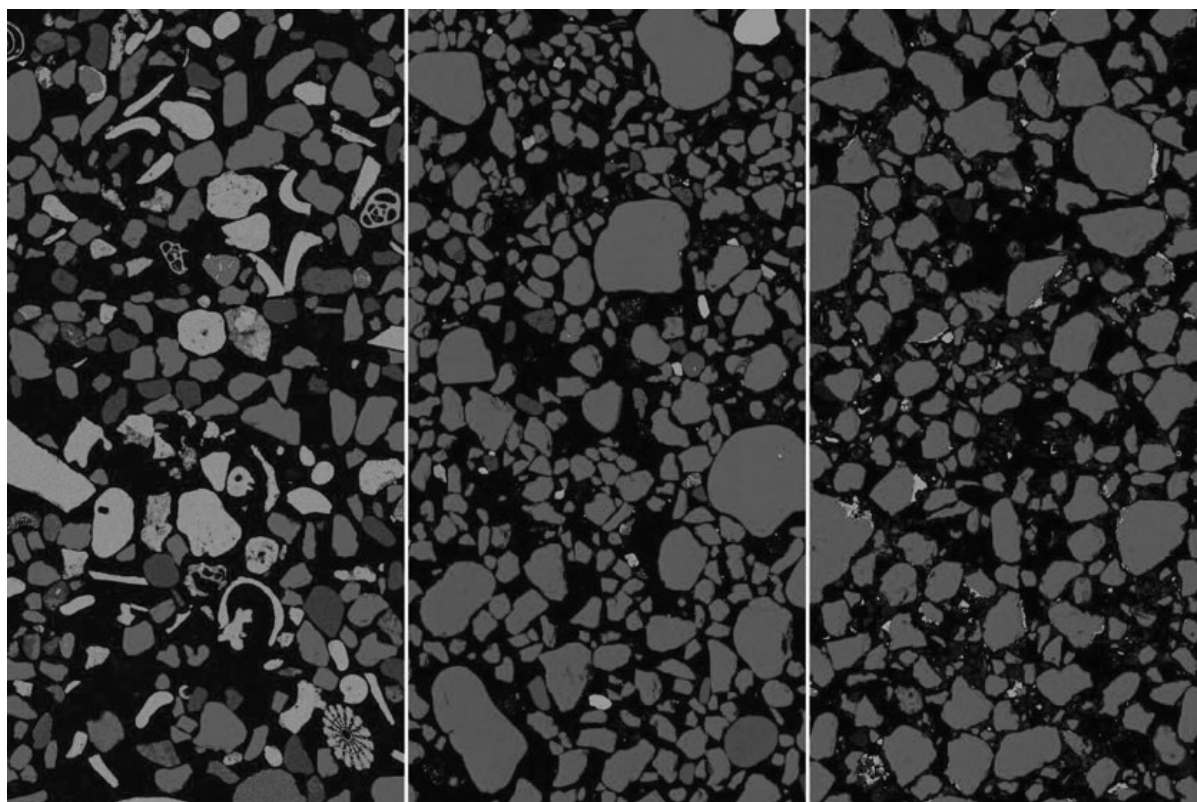


Рис. 5.4. Карта элементного состава образцов песка, отобранного в Бахрейне, Гизе и Петре. Разным оттенкам соответствуют Si, Ca и Fe

Примером использования РЭМ в археологии может послужить исследование химического состава вулканических пород, образовавшихся в результате смешения двух или более различных типов магмы [71].

В археографии для изучения химического состава, идентификации неорганических соединений, определения степени кристалличности целлюлозной матрицы исторических рукописей также успешно применяются методы РЭМ и ЭДА [72].

Реализация методом энергодисперсионного анализа количественной оценки химического состава пород, содержащих редкоземельные элементы, обусловлена той ролью, которую они играют в современных разработках топлива на основе углерода [73].

В течение последних десятилетий основной вектор исследований в области фармацевтических технологий неуклонно смещается в сторону разработки и оптимизации наноразмерных систем целевой доставки лекарственных средств [74]. В результате электронно-микроскопические методы все чаще используются для характеристики фармацевтических объектов, таких как наночастицы, наноэмульсии, твердые липидные наночастицы, различные типы везикул, нановолокна и многих других. Для исследования основных свойств этих наносистем помимо других современных аналитических методов повсеместно используется электронная микроскопия [75]. В фармацевтической отрасли методы электронной микроскопии и энергодисперсионного анализа применяются в ходе разработки новых лекарственных препаратов для исследования распределения неорганических носителей посредством их визуализации [76].

Для исследования и визуализации наноразмерных объектов, получаемых на основе коллоидных растворов и входящих в состав современных лекарственных препаратов, успешно применяются методы электронной микроскопии, обеспечивающие достаточное разрешение и необходимое увеличение в отличие от классической оптической микроскопии. Микроанализ систем целевой доставки лекарств на основе липидов с размерами частиц субмикронного диапазона позволяет получать данные о размере, форме и внутренней структуре капельной фазы эмульсии. Кроме того, метод РЭМ дает возможность проводить исследование агрегатов поверхностно-активных веществ, таких как липосомы или мультиламеллярные структуры [77].

В области наук о жизни электронная микроскопия необходима для исследования организации и функционирования клеток и тканей. Электронная микроскопия является ключевым методом визуализации биологических ультраструктур на протяжении последних десятилетий [78]. Метод электронной микроскопии используется для исследования эволюции структуры биологических объектов, сравнительного изучения их морфологии и топографии в режиме высокого вакуума [79]. Методом электронной микроскопии совершено открытие аутофагии – одного из механизмов клеточной регуляции, в ходе которой макромолекулы и оболочки клеточных мембран захватываются лизосомой с последующим разрушением и утилизацией [80]. Метод криоэлектронной микроскопии (криоЭМ) применяется для анализа эволюции биологических макромолекул [81]. Электронная микроскопия также может использоваться для изучения водорослей, например спиригоры – многоклеточной водоросли цилиндрической формы [82].

В пищевой промышленности методы наноинженерии применяются при выполнении таких технологических операций, как обработка, упаковка, внесение пищевых добавок в продукты для повышения их срока хранения, энергетической ценности и улучшения вкусовых качеств. Натуральные наночастицы содержатся в продуктах (например, мицеллы казеина в молоке), а также могут применяться в качестве искусственных добавок на одном из этапов технологии производства или обработки (например, диоксиды титана и кремния) [83].

В стоматологии РЭМ применяют для исследования структурных, физических и химических свойств зубной эмали, в том числе для контроля содержания фосфора, фтора и углерода, избыток которых вызывает преждевременную минерализацию наружной эмали при формировании дентина [84, 85].

Для визуализации и исследования свойств биосовместимых материалов в челюстно-лицевой хирургии и, в частности, при протезировании мягких тканей зубными имплантатами используется 3D-электронная микроскопия [86].

РЭМ применяется при разработке и анализе свойств углеродных нанотрубок [87]. Пример микрофотографий углеродных нанотрубок, полученных методом РЭМ, представлен в прил. В.

Методы РЭМ и ЭДА применяются в ходе исследований образцов алмазоподобных твердых растворов [88]. Пример микрофотографий таких материалов приводится в прил. Г.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Растровая электронная микроскопия и энергодисперсионный анализ являются одними из наиболее распространенных методов фундаментальных и прикладных исследований в различных областях науки и техники от нанотехнологий и материаловедения до биологии и физики полупроводников. Методы РЭМ и ЭДА позволяют проводить наблюдения и получать данные о размерах, форме, составе, структуре и других физико-химических свойствах гетерогенных органических и неорганических материалов в нанометровом и микрометровом масштабе.

Популярность и широкое применение растровой электронной микроскопии и энергодисперсионного анализа обусловлены совокупностью уникальных возможностей, присущих этим методам: получение трехмерных изображений широкого спектра материалов с большой глубиной фокуса, простота применения, экспрессность, высокое пространственное разрешение, использование различных детекторов, значительно расширяющих диапазон получаемых данных.

Методы РЭМ и ЭДА также применяются для разработки и исследования наноматериалов в области наук о жизни (медицина, фармакология и т. д.), химии и механике, и даже в пищевой промышленности, археологии, геологии и минералогии.

Актуальной проблемой растровой электронной микроскопии в настоящее время является необходимость разработки универсального и достоверного метода формирования цветных 3D-микрофотографий, обеспечивающего сохранение всей полноты информации об исследуемом объекте – визуализацию и интерпретацию свойств и характеристик наноматериалов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Scanning electron microscopy and X-Ray microanalysis / J. I. Goldstein [et. al.]. – New York : Springer, 2018. – 554 p. – <http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4939-6676-9>.
2. Гоулдстейн, Дж. Практическая растровая электронная микроскопия / Дж. Гоулдстейн, Х. Яковица ; пер. с англ. под ред. В. И. Петрова. – М. : Мир, 1978. – 656 с.
3. Scanning electron microscopy and X-ray microanalysis / J. I. Goldstein [et. al.]. – Boston : Springer US, 2003. – 690 p. – <http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4615-0215-9>.
4. Mishra, R. K. Energy-Dispersive X-ray Spectroscopy Techniques for Nanomaterial / R. K. Mishra, A. K. Zachariah, S. Thomas // Microscopy Methods in Nanomaterials Characterization. – 2017. – Ch. 5. – P. 383–405 – <http://dx.doi.org/10.1016/b978-0-323-46141-2.00012-2>.
5. Zhou, W. Scanning Microscopy for Nanotechnology / W. Zhou, Z. L. Wang. – New York : Springer, 2007. – 522 p. – <http://dx.doi.org/10.1007/978-0-387-39620-0>.
6. Yoshida, A. Scanning electron microscopy / A. Yoshida, Y. Kaburagi, Y. Hishiyama // Materials science and engineering of carbon: Characterization. – 2016. – Ch. 5. – P. 71–93. – <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-805256-3.00005-2>.
7. Scanning Electron Microscopy / L. Reimer. – Berlin : Springer Heidelberg, 1998. – 528 p. – <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-38967-5>.
8. Shimizu, K. New Horizons of Applied Scanning Electron Microscopy. Springer Series in Surface Sciences / K. Shimizu, T. Mitani. – Berlin : Springer Heidelberg, 2010. – 179 p. – <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-03160-1>.
9. Vogt, T. Modeling Nanoscale Imaging in Electron Microscopy. Nanostructure Science and Technology / T. Vogt, W. Dahmen, P. Binev. – Boston : Springer US, 2012. – 182 p. – <http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4614-2191-7>.
10. Schwartz, A. J. Electron Backscatter Diffraction in Materials Science / A. J. Schwartz, M. Kumar, B. L. Adams, D. P. Field. – Boston : Springer US, 2009. – 403 p. – <https://doi.org/10.1007/978-0-387-88136-2>.
11. Compendium of Surface and Interface Analysis / M. Kiguchi. – Singapore : Springer Nature, 2018. – 853 p. – <http://dx.doi.org/10.1007/978-981-10-6156-1>.

12. Characterization of Microstructures by Analytical Electron Microscopy (AEM) / Y. Rong. – Berlin : Springer Heidelberg, 2012. – 552 p. – <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-20119-6>.
13. Frank, L. Scanning Electron Microscopy with a Retarded Primary Beam / L. Frank // Modern Electron Microscopy in Physical and Life Sciences. – 2016. – Ch. 3. – P. 49–78. – <http://dx.doi.org/10.5772/62054>.
14. Frank, L. Scanning electron microscopy with slow electrons / L. Frank, Š. Mikmeková, Z. Pokorná [et al.] // Microscopy and Microanalysis. – 2013. – Vol. 19(S2). – P. 372–373. – <http://dx.doi.org/10.1017/s1431927613003851>.
15. Cazaux, J. About the role of the various types of secondary electrons (SE1; SE2; SE3) on the performance of LVSEM / J. Cazaux // Journal of Microscopy. – 2004. – Vol. 214(3). P. 341–347. – <http://dx.doi.org/10.1111/j.0022-2720.2004.01326.x>.
16. Nagoshi, M. SEM–EDS with low primary electron energy as a tool of surface analysis / M. Nagoshi, K. Sato // Surface and Interface Analysis. – 2014. – Vol. 46(10–11). – P. 865–868. – <http://dx.doi.org/10.1002/sia.5464>.
17. Ozur, G. E., Proskurovsky, D. I., Rotshtein, V. P., & Markov, A. B. (2003). Production and application of low–energy, high–current electron beams / Laser and Particle Beams. – 2003. – Vol. 21(2). – P. 157–174. – <http://dx.doi.org/10.1017/s0263034603212040>.
18. Dyson, N. A. X–Rays in atomic and nuclear physics / N. A. Dyson. – Cambridge : Cambridge University Press, 1990. – 400 p. – <http://dx.doi.org/10.1017/cbo9780511470806>.
19. Brodusch, N. Field emission scanning electron microscopy. SpringerBriefs in Applied Sciences and Technology / N. Brodusch, H. Demers, R. Gauvin. – Singapore : Springer, 2018. – 137 p. – <https://doi.org/10.1007/978-981-10-4433-5>.
20. De Assumpção Pereira-da-Silva, M. Scanning electron microscopy / M. De Assumpção Pereira-da-Silva, F. A. Ferri // Nanocharacterization techniques. – 2017. – Ch. 1. – P. 1–35. – <http://dx.doi.org/10.1016/b978-0-323-49778-7.00001-1>.
21. Mutalib, M. A. Scanning Electron Microscopy (SEM) and Energy–Dispersive X–Ray (EDX) Spectroscopy / M. A. Mutalib, M. A. Rahman, M. H. D. Othman [et al.] // Membrane Characterization. – 2017. – Ch. 9. – P. 161–179. – <http://dx.doi.org/10.1016/b978-0-444-63776-5.00009-7>.
22. Stokes, D. J. Principles of SEM / D. J. Stokes // Principles and Practice of Variable Pressure/Environmental Scanning Electron Microscopy (VP–ESEM). – 2008. – Ch. 2. – P. 17–62. – <https://doi.org/10.1002/9780470758731>.

23. Inkson, B. J. Scanning electron microscopy (SEM) and transmission electron microscopy (TEM) for materials characterization / B. J. Inkson // Materials characterization using nondestructive evaluation (NDE) methods. – 2016. – Ch. 2. – P. 17–43. – <http://dx.doi.org/10.1016/b978-0-08-100040-3.00002-x>.
24. Michler, G. H. Electron microscopy of polymers / G. H. Michler. – Berlin : Springer Berlin Heidelberg, 2008. – 473 p. – <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-36352-1>.
25. El-Gomati, M. M. Toward quantitative scanning electron microscopy / M. M. El-Gomati, C. G. H. Walker // Advances in imaging and electron physics. – 2014. – Vol. 183. – P. 1–40. – <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-800265-0.00001-1>.
26. Bauer, E Surface microscopy with low energy electrons / E. Bauer. – New York : Springer, 2014. – 496 p. – <http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4939-0935-3>.
27. Egerton, R. F. Physical principles of electron microscopy / R. F. Egerton. – Cham : Springer International Publishing, 2016. – 196 p. – <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-319-39877-8>.
28. McGuire, E. J. Bethe stopping-power formula for structured projectiles / E. J. McGuire // Physical Review A. – Vol. 57(4). – P. 2758–2771. <http://dx.doi.org/10.1103/physreva.57.2758>.
29. Leroy, C. Principles of radiation interaction in matter and detection / C. Leroy, P.–G. Rancoita. – Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2009. – 952 p. – <http://dx.doi.org/10.1142/9789812818294>.
30. Sigmund, P. Interplay of classical and quantum mechanics in the theory of charged-particle stopping / P. Sigmund // Advances in Quantum Chemistry. – 2005. – Vol. 48. – P. 91–110. – [http://dx.doi.org/10.1016/s0065-3276\(05\)48007-7](http://dx.doi.org/10.1016/s0065-3276(05)48007-7).
31. Turner, J. E. Atoms, radiation, and radiation protection / J. E. Turner. – Weinheim : Wiley–VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2007. – 595 p. – <http://dx.doi.org/10.1002/9783527616978>.
32. Zhenyu, T. An empirical energy loss equation of electrons / T. Zhenyu, H. Yancai // Scanning. – 2006. – Vol. 24(1). – P. 46–51. – <http://dx.doi.org/10.1002/sca.4950240107>.
33. McParland, B. J. Medical radiation dosimetry / B. J. McParland. – London : Springer, – 2014. – 643 p. – <https://doi.org/10.1007/978-1-4471-5403-7>.
34. Nguyen–Truong, H. T. Modified Bethe formula for low-energy electron stopping power without fitting parameters / H. T. Nguyen–Truong // Ultramicroscopy. – 2015. – Vol. 149. – P. 26–33. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.ultramic.2014.11.003>.

35. Gümüş, H. Practical calculations of stopping powers for intermediate energy electrons in some elemental solids / H. Gümüş, Ö. Kabadayi // *Vacuum*. – 2010. – Vol. 85(2). – P. 245–252. – <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2010.06.004>.
36. Balashov, A. P. Penetration of fast electrons in layered targets / A. P. Balashov, D. V. Kostin, E. T. Shipatov // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. – 1999. – Vol. 155(1–2). – P. 25–35. – [http://dx.doi.org/10.1016/s0168-583x\(99\)00237-2](http://dx.doi.org/10.1016/s0168-583x(99)00237-2).
37. Bentabet, A. Analytical differential cross section of electron elastically scattered by solid targets in the energy range up to 100 keV / A. Bentabet, , Z. Chaoui, A. Aydin, A. Azbouche // *Vacuum*. – 2010. – Vol. 85(2). – P. 156–159. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.vacuum.2010.05.004>.
38. Bentabet, A. Range and stopping power energy relationships for 0.5–30 keV electron beams slowing down in solids: analytical model / A. Bentabet // *Modern Physics Letters B*. – 2014. – Vol. 28(01). – P. 1450006. – <http://dx.doi.org/10.1142/s0217984914500067>.
39. Soltis, T. One hundred years of Moseley's law: An undergraduate experiment with relativistic effects / T. Soltis, L. M. Folan, W. Eltareb // *American Journal of Physics*. – 2017. – Vol. 85(5). – P. 352–358. – <https://doi.org/10.1119/1.4977793>.
40. Sheikin, E. G. The effective differential cross section for elastic scattering of electrons by atoms and its use for Monte Carlo simulation of electron passage through matter / E. G. Sheikin // *Physica Scripta*. – 2010. – Vol. 81(4). – P. 045702. – <http://dx.doi.org/10.1088/0031-8949/81/04/045702>.
41. Rau, E. I. Analysis of formulas for calculating the main characteristics of backscattered electrons and how they compare to experimental results / E. I. Rau, S. A. Ditsman, S. V. Zaitsev, N. V. Lermontov, A. E. Luk'yanov, S. Y. Kupreenko // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. – 2013. – Vol. 77(8). – P. 951–958. – <http://dx.doi.org/10.3103/s1062873813080364>.
42. Müller, E. Composition quantification of electron-transparent samples by backscattered electron imaging in scanning electron microscopy / E. Müller, D. Gerthsen // *Ultramicroscopy*. 2017. – Vol. 173. – P. 71–75. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.ultramic.2016.12.003>.
43. Han, L. Optimizing electron channeling contrast imaging condition in scanning electron microscope / L. Han, B. Gamm // *European Microscopy Congress 2016: Proceedings*. – 2016. – P. 360–361. – <http://dx.doi.org/10.1002/9783527808465.emc2016.6188>.

44. Krishna, A. V. Surface topography characterization using 3D stereoscopic reconstruction of SEM images / A. V. Krishna, O. Flys, V. V. ReddyB. G. , Rosén // *Surface Topography: Metrology and Properties*. – Vol. 6(2). – P. 024006. – <http://dx.doi.org/10.1088/2051-672x/aabde1>.
45. Timischl, F. Increasing compositional backscattered electron contrast in scanning electron microscopy / F. Timischl, N. Inoue // *Ultramicroscopy*. – 2018. – Vol. 186. – P. 82–93. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.ultramic.2017.12.001>.
46. Jóźwik, I. High resolution SEM characterization of nano-precipitates in ODS steels / I. Jóźwik, A. Strojny-Nędza, M. Chmielewski, K. Pietrzak, Ł. Kurpaska, S. Nosewicz // *Microscopy Research and Technique*. – 2018. – Vol 81(5). – P. 502–508. – <http://dx.doi.org/10.1002/jemt.23004>.
47. Leonard, D. N. Scanning Electron Microscopy / D. N. Leonard, G. W. Chandler, S. Seraphin // *Characterization of Materials*. – 2012. – P. 1721–1735. – <http://dx.doi.org/10.1002/0471266965.com081.pub2>.
48. Michalska, A. Optimized Sample Preparation for Glass Fragments by Scanning Electron Microscopy–Energy Dispersive X-ray Spectrometry / Michalska, A., Zadora, G., & Martyna, A. (). // *Analytical Letters*. – 2016. – Vol. 49(12). – P. 1884–1895. – <http://dx.doi.org/10.1080/00032719.2015.1126598>.
49. Pathan, A. K. Sample preparation for scanning electron microscopy of plant surfaces–Horses for courses / A. K. Pathan, J. Bond, R. E. Gaskin // *Micron*. – 2008. – Vol. 39(8). – P. 1049–1061. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.micron.2008.05.006>.
50. Zhu, Y. Scanning electron microscopy. *Encyclopedia of Nanotechnology* / Y. Zhu, H. Inada. – Dordrecht : Springer Netherlands, 2015. – 10 p. – <http://dx.doi.org/10.1007/978-94-007-6178-0-110-2>.
51. Jin, P. Correction of image drift and distortion in a scanning electron microscopy / P. Jin, X. Li // *Journal of Microscopy*. – 2015. – Vol. 260(3). – P. 268–280. – <http://dx.doi.org/10.1111/jmi.1229>.
52. Girão, A. V. Application of scanning electron microscopy–energy dispersive X-ray spectroscopy (SEM–EDS) / A. V. Girão, G. Caputo, M. C. Ferro // *Comprehensive analytical chemistry*. – 2017. – Vol. 75(6). – P. 153–168. – <http://dx.doi.org/10.1016/bs.coac.2016.10.002>.
53. Franquet, A. Thickness and Composition Measurements of Nanoelectronics Multilayer Thin Films by Energy Dispersive Spectroscopy (EDS) / A. Franquet, T. Conard, M. Gilbert, T. Hantschel, W. Vandervorst // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2013. – Vol. 417. – P. 012033. – <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/417/1/012033>.

54. Prencipe, I. Energy dispersive x-ray spectroscopy for nanostructured thin film density evaluation / I. Prencipe, D. Dellasega, A. Zani, D. Rizzo, M. Passoni // *Science and Technology of Advanced Materials*. – 2015. – Vol. 16(2). – P. 025007. – <http://dx.doi.org/10.1088/1468-6996/16/2/025007>.
55. Kosasih, F. U. Characterising degradation of perovskite solar cells through in-situ and operando electron microscopy / F. U. Kosasih, C. Ducati // *Nano Energy*. – 2018. – Vol. 47. – P. 243–256. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.nanoen.2018.02.055>.
56. Wu, H. Advanced electron microscopy for thermoelectric materials / H. Wu, F. Zheng, D. Wu, Z.-H. Ge, X. Liu, J. He // *Nano Energy*. – 2015. – Vol. 13. – P. 626–650. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.nanoen.2015.03.034>.
57. Bertness, K. A. Dimensional measurement of nanostructures with scanning electron microscopy / K. A. Bertness // *National Institute of Standards and Technology*. – Vol. 250–96. – 2017. – P. 1–22. – <http://dx.doi.org/10.6028/nist.sp.250-96>.
58. Collinson, L. M., Correlating 3D light to 3D electron microscopy for systems biology / L. M. Collinson, E. C. Carroll, J. P. Hoogenboom // *Current Opinion in Biomedical Engineering*. – 2017. – Vol. 3. – P. 49–55. – <https://doi.org/10.1016/j.cobme.2017.10.006>.
59. Bhuvaneshwari, B. 3D Reconstruction of Micro and Nano Components Using Scanning Electron Microscopy Images / B. Bhuvaneshwari, A. Rajeswari // *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience*. – 2018. Vol. 15(3). – P. 876–885. – <http://dx.doi.org/10.1166/jctn.2018.7170>.
60. Tafti, A. P. Recent advances in 3D SEM surface reconstruction / A. P. Tafti, A. B. Kirkpatrick, Z. Alavi, H. A. Owen, Z. Yu // *Micron*. – 2015. – Vol. 78. – P. 54–66. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.micron.2015.07.005>.
61. Tondare, V. N. Three-Dimensional (3D) Nanometrology Based on Scanning Electron Microscope (SEM) Stereophotogrammetry / V. N. Tondare, J. S. Villarrubia, A. E. Vladár // *Microscopy and Microanalysis*. – 2017. – Vol. 23(5). – P. 967–977. – <http://dx.doi.org/10.1017/s1431927617012521>.
62. Rau, E. I. Backscattered electron detector for 3D microstructure visualization in scanning electron microscopy / E. I. Rau, V. Y. Karaulov, S. V. Zaitsev // *Review of Scientific Instruments*. – 2019. – Vol. 90(2). – P. 023701. – <https://doi.org/10.1063/1.5054746>.
63. Peddie, C. J. Exploring the third dimension: Volume electron microscopy comes of age / C. J. Peddie, L. M. Collinson // *Micron*. – 2014. – Vol. 61. – P. 9–19. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.micron.2014.01.009>.

64. Roels, J. An overview of state-of-the-art image restoration in electron microscopy / J. Roels, J. Aelterman, H. Q. Luong, S. Lippens, A. Pižurica, Y. Saeys, W. Philips // *Journal of Microscopy*. – 2018. – Vol. 271(3). – P. 239–254 – <http://dx.doi.org/10.1111/jmi.12716>.
65. Moldovan, G. A. Robust 3D Scanning Technique for SEM / G. A. Moldovan // *Microscopy and Microanalysis*. – 2017. – Vol. 23(S1). – P. 356–357. – <http://dx.doi.org/10.1017/s143192761700246x>.
66. Mignot, C. Color (and 3D) for Scanning Electron Microscopy / C. Mignot // *Microscopy Today*. – 2018. – Vol. 26(3). – P. 12–17. – <http://dx.doi.org/10.1017/s1551929518000482>.
67. Suga, M. Recent progress in scanning electron microscopy for the characterization of fine structural details of nano materials / M. Suga [et. al.] // *Progress in Solid State Chemistry*. – 2014. – Vol. 42(1–2). – P. 1–21. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.progsolidstchem.2014.02.001>.
68. Frahm E. Scanning Electron Microscopy (SEM): Applications in Archaeology / E. Frahm // *Encyclopedia of Global Archaeology*. – New York : Springer, 2014. – P. 6487–6495. – <http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4419-0465-2-341>.
69. Chen, L. Applications of scanning electron microscopy in earth sciences / L. Chen, J. Xu, J. Chen // *Science China Earth Sciences*. – 2015. – Vol. 58(10). – P. 1768–1778. – <http://dx.doi.org/10.1007/s11430-015-5172-9>.
70. Pérez–Arantegui, J. Electron backscattering diffraction as a complementary analytical approach to the microstructural characterization of ancient materials by electron microscopy / J. Pérez–Arantegui, A. Larrea // *TrAC Trends in Analytical Chemistry*. – 2015. – Vol. 72. – P. 193–201. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.trac.2015.03.026>.
71. Mari, N. Detecting Magma Mixing Processes Using Scanning Electron Microscopy Method / N. Mari // *Journal of Earth Science and Engineering*, 2016. – Vol. 6(2) – P. 90–97. – <http://dx.doi.org/10.17265/2159-581x/2016.02.004>.
72. Manso, M. Investigation of the Composition of Historical and Modern Italian Papers by Energy Dispersive X–Ray Fluorescence (EDXRF), X–Ray Diffraction (XRD), and Scanning Electron Microscopy Energy Dispersive Spectrometry (SEM–EDS) / M. Manso, M. L. Carvalho, I. Queralt, S. Vicini, E. Princi // *Applied Spectroscopy*. – 2011. – Vol. 65(1). – P. 52–59. – <http://dx.doi.org/10.1366/10-06105>.
73. Sindern, S. Automated Quantitative Rare Earth Elements Mineralogy by Scanning Electron Microscopy / S. Sindern, F. M. Meyer // *Physical Sciences Reviews*. – 2016. – Vol. 1(9). – P. 1–10. – <http://dx.doi.org/10.1515/psr-2016-0063>.

74. Ersen, O. Exploring nanomaterials with 3D electron microscopy / O. Ersen, I. Florea, C. Hirlimann, C. Pham-Huu // *Materials Today*. – 2015. – Vol. 18(7). – 395–408. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.mattod.2015.04.004>.
75. Klang, V. Electron microscopy of pharmaceutical systems / V. Klang, C. Valenta, N. B. Matsko // *Micron*. – 2013. – Vol. 44. P. 45–74 – <http://dx.doi.org/10.1016/j.micron.2012.07.008>.
76. Abreu-Villela, R. Electron microscopy/energy dispersive X-ray spectroscopy of drug distribution in solid dispersions and interpretation by multifractal geometry / R. Abreu-Villela, C. Adler, I. Caraballo, M. Kuentz // *Journal of Pharmaceutical and Biomedical Analysis*. – 2018. – Vol. 150. – P. 241–247. – <https://doi.org/10.1016/j.jpba.2017.12.020>.
77. Klang, V. Electron microscopy of nanoemulsions: An essential tool for characterisation and stability assessment / V. Klang, N. B. Matsko, C. Valenta, F. Hofer // *Micron*. – 2012. – Vol. 43(2–3). – P. 85–103. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.micron.2011.07.014>.
78. Titze, B. Volume scanning electron microscopy for imaging biological ultrastructure / B. Titze, C. Genoud // *Biology of the Cell*. – 2016. – Vol. 108(11). – P. 307–323. – <http://dx.doi.org/10.1111/boc.201600024>.
79. Bello, M. A. Scanning Electron Microscopy (SEM) Protocols for Problematic Plant, Oomycete, and Fungal Samples / M. A. Bello, Y. Ruiz-León, J. V. Sandoval-Sierra, S. Rezinciuc, J. Diéguez-Uribeondo // *Journal of Visualized Experiments*. – 2017. – Vol. 120. – P. 1–10. – <http://dx.doi.org/10.3791/55031>.
80. Hurley, J. H. Next-generation electron microscopy in autophagy research / J. H. Hurley, E. Nogales // *Current Opinion in Structural Biology*, 2016. – Vol. 41. – P. 211–216. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.sbi.2016.08.006>.
81. Murata, K. Cryo-electron microscopy for structural analysis of dynamic biological macromolecules / K. Murata, M. Wolf // *Biochimica et Biophysica Acta (BBA) – General Subjects*. – 2018. Vol. 1862(2). – P. 324–334. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.bbagen.2017.07.020>.
82. Matsumura, T. Development of scanning electron and x-ray microscope / T. Matsumura, T. Hirano, M. Suyama // *AIP Conference Proceedings*. – 2016. – Vol. 1696(1). – P. 020038. – <http://dx.doi.org/10.1063/1.4937532>.
83. Dudkiewicz, A. Characterization of nanomaterials in food by electron microscopy / A. Dudkiewicz, K. Tiede, K. Loeschner, L. H. S. Jensen, E. Jensen, R. Wierzbicki, A. B. A. Boxall, K. Molhave // *TrAC Trends in Analytical Chemistry*. – 2011. – Vol. 30(1). – P. 28–43. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.trac.2010.10.007>.

84. Limandri, S. 3D scanning electron microscopy applied to surface characterization of fluorosed dental enamel / S. Limandri, V. Galván Josa, M. C. Valentinuzzi, M. E. Chena, G. Castellano // *Micron*. – 2016. – Vol. 84. – P. 54–60. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.micron.2016.02.001>.

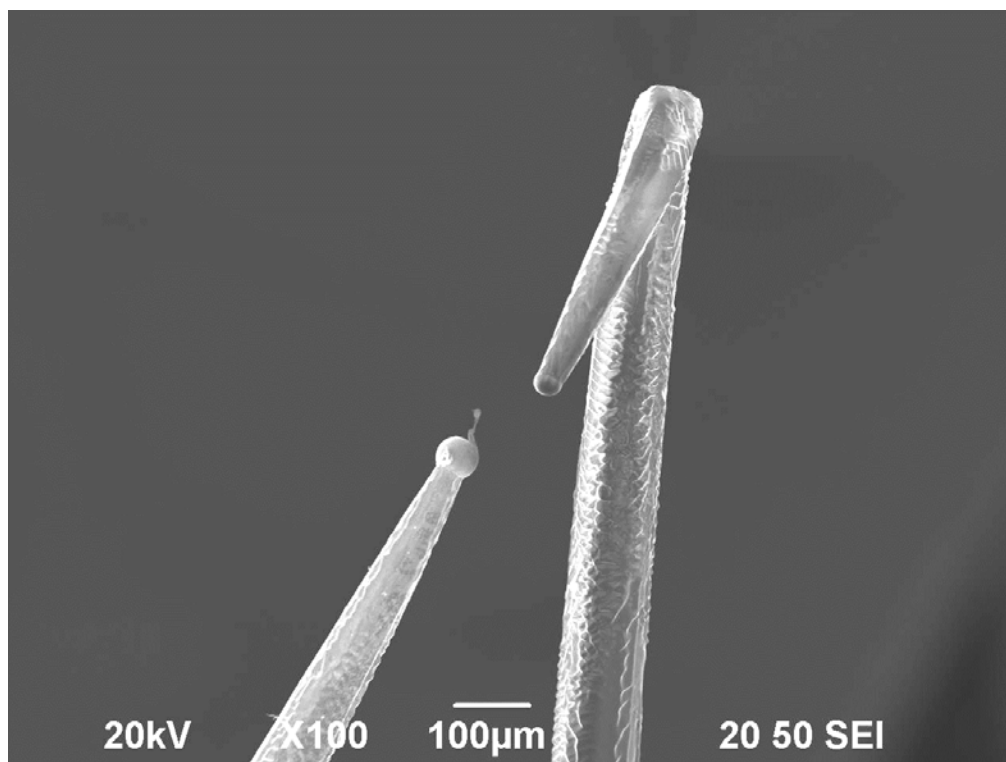
85. Maruyama, K. Analysis of calcium, phosphorus, and carbon concentrations during developmental calcification of dentin and enamel in rat incisors using scanning electron microscopy with energy dispersive X-ray spectroscopy (SEM–EDX) / K. Maruyama, A. Henmi, H. Okata, Y. Sasano // *Journal of Oral Biosciences*. – 2016. – Vol. 58(4). – P. 173–179. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.job.2016.08.003>.

86. Pabst, A. M. Three-dimensional scanning electron microscopy of maxillofacial biomaterials / A. M. Pabst, W. E. G. Müller, M. Ackermann // *British Journal of Oral and Maxillofacial Surgery*. – 2017. – Vol. 55(7). – P. 736–739. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.bjoms.2017.05.010>.

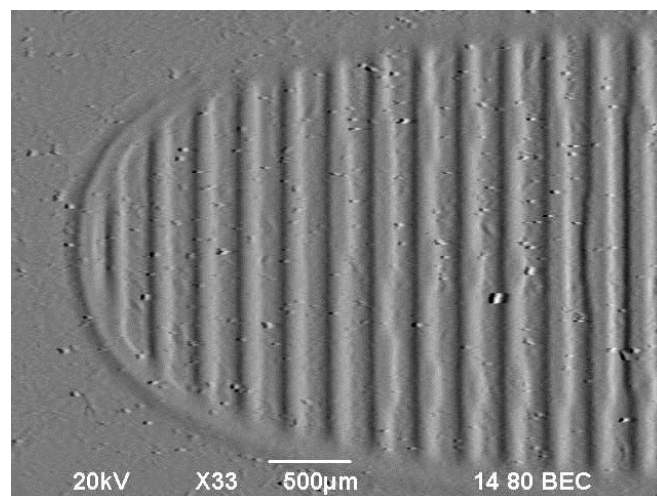
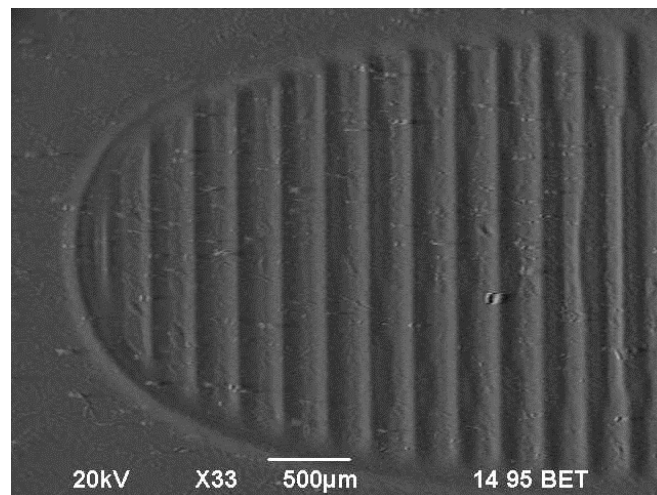
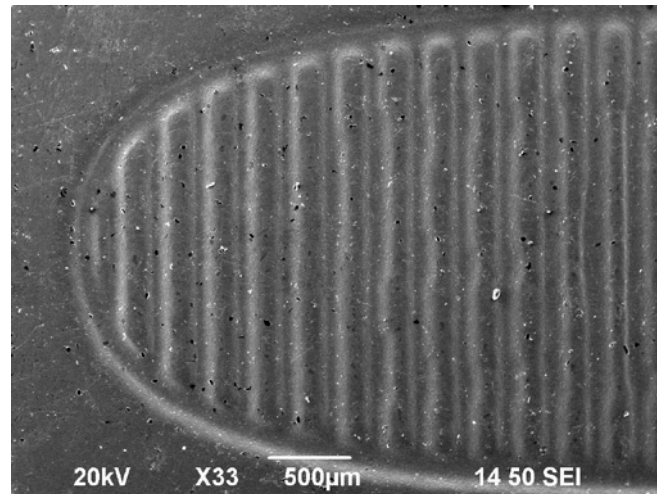
87. Koohsorkhi, J. Fabrication of self-defined gated field emission devices on silicon substrates using PECVD-grown carbon nano-tubes / J. Koohsorkhi, Y. Abdi, S. Mohajerzadeh, H. Hosseinzadegan, Y. Komijani, E. A. Soleimani // *Carbon*. – 2006. – Vol. 44(13). – P. 2797–2803. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.carbon.2006.03.038>.

88. Hao, M.-T. Ionothermal synthesis of $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{S}$ solid solutions with efficient photocatalytic H_2 production via elemental-direct-reactions / M.-T. Hao, Q.-Q. Hu, J.-R. Li, X.-Y. Huang // *Inorganic Chemistry Communications*. – 2018. – Vol. 93. – P. 20–24. – <http://dx.doi.org/10.1016/j.inoche.2018.04.027>.

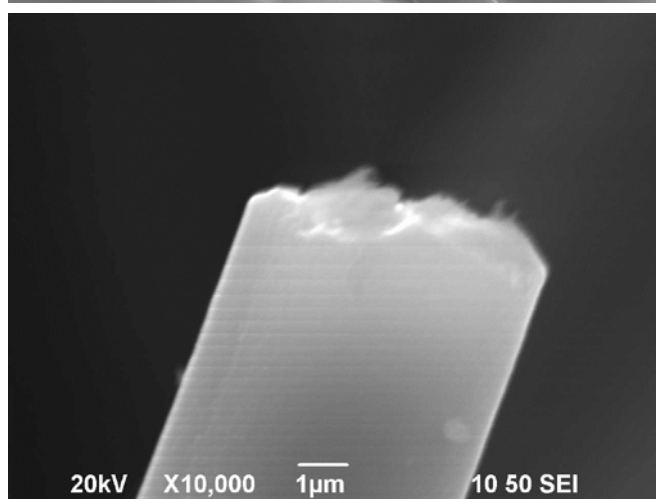
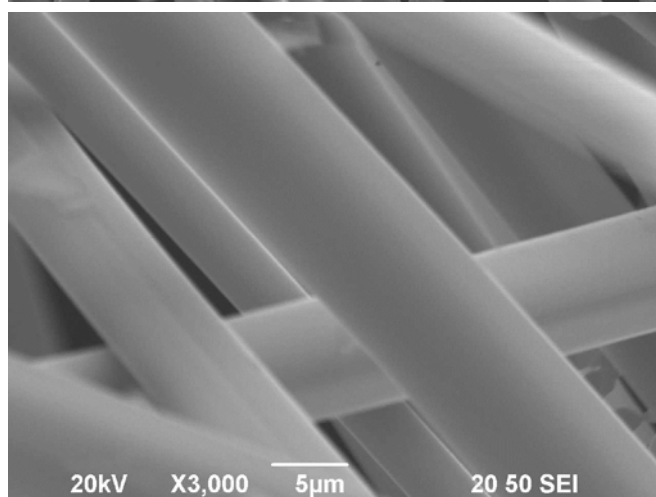
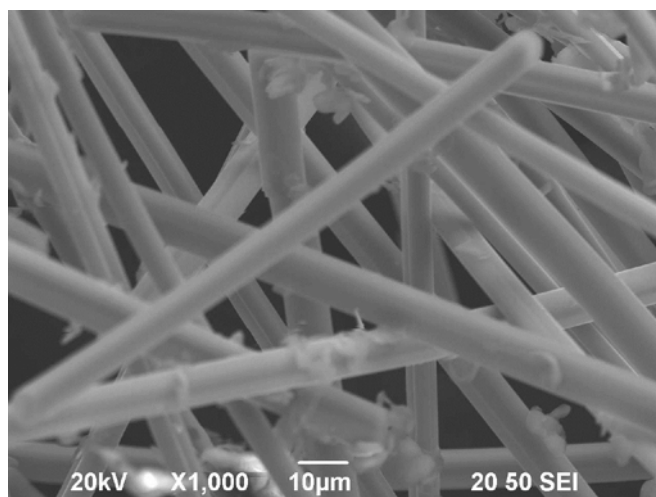
**МИКРОФОТОГРАФИЯ ПЕРЕГОРЕВШЕЙ НИТИ
ВОЛЬФРАМОВОГО КАТОДА**



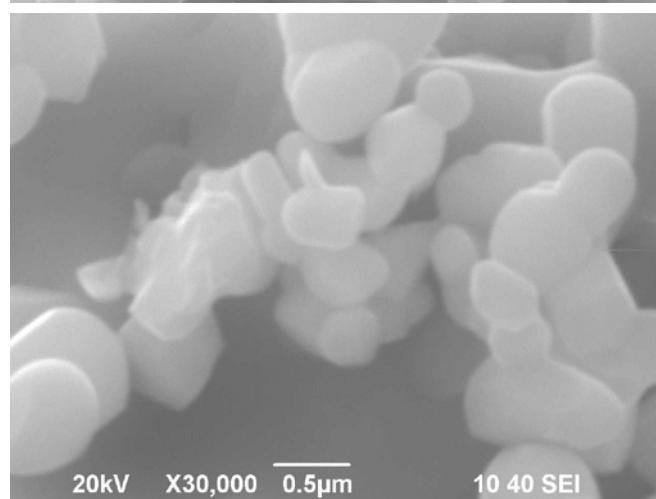
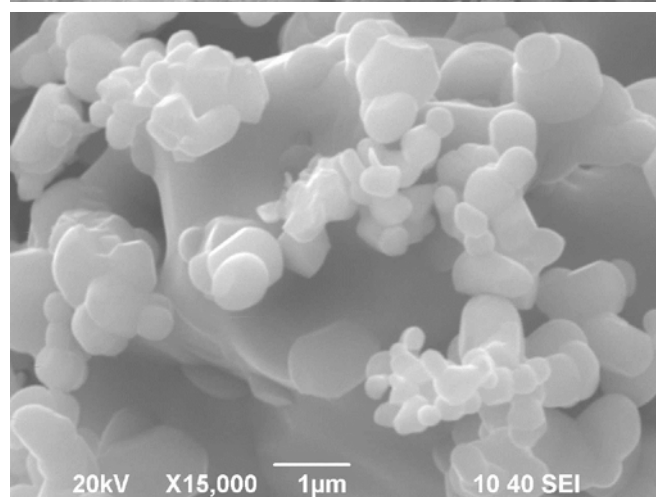
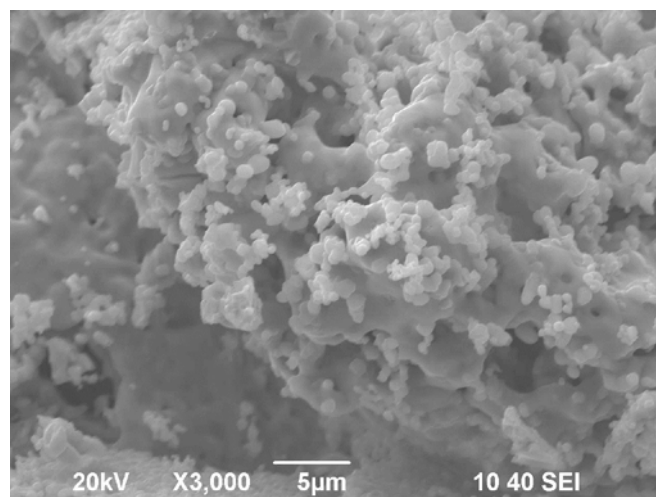
**МИКРОФОТОГРАФИИ ОБРАЗЦА ВО ВТОРИЧНЫХ (SEI)
И ОБРАТНООТРАЖЕННЫХ ЭЛЕКТРОНАХ, ТОПОГРАФИЧЕСКИЙ (BET)
И КОМПОЗИЦИОННЫЙ КОНТРАСТ (BEC)**



**МИКРОФОТОГРАФИИ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК,
ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ РЭМ,
УВЕЛИЧЕНИЕ $\times 1000$, $\times 3000$ и $\times 10\,000$ КРАТ**



**МИКРОФОТОГРАФИИ ОБРАЗЦОВ АЛМАЗОПОДОБНЫХ РАСТВОРОВ,
ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ РЭМ,
УВЕЛИЧЕНИЕ $\times 3000$, $\times 15\,000$ и $\times 30\,000$ КРАТ**



Учебное издание

Полонянкин Денис Андреевич
Блесман Александр Иосифович
Постников Денис Васильевич
Теплоухов Андрей Анатольевич

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАСТРОВОЙ
ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ
И ЭНЕРГОДИСПЕРСИОННОГО АНАЛИЗА
НАНОМАТЕРИАЛОВ

Учебное пособие

Редактор *О. В. Маер*

Компьютерная верстка *Е. В. Макаревиной*

Для дизайна обложки использованы материалы
из открытых интернет-источников

Сводный темплан 2019 г.

Подписано в печать 09.10.19. Формат 60×84¹/₁₆. Бумага офсетная.

Отпечатано на дупликаторе. Усл. печ. л. 7,25. Уч.-изд. л. 7,25.

Тираж 50 экз. Заказ 461.