

С.В. Оболенский
А.С. Пузанов
Е.А. Тарасова

Учебно-методическое пособие

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ





МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского»

С.В. Оболенский
А.С. Пузанов
Е.А. Тарасова

**ОСНОВЫ ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ**

Учебно-методическое пособие

Рекомендовано методической комиссией радиофизического факультета для студентов
ННГУ, обучающихся по направлениям подготовки 03.03.03 «Радиофизика»
и 03.04.03 «Радиофизика», 02.03.02 «Фундаментальная информатика и информационные
технологии», специальностям 10.05.02 «Информационная безопасность
телекоммуникационных систем», 11.05.02 «Специальные радиотехнические системы»

Нижний Новгород
2023

УДК 537.2
ББК 3853.1
О21

Рецензенты: д.ф.-м.н., доцент **А.В. Ключев**, к.ф.-м.н., доцент **С.В. Хазанова**

О21 ОСНОВЫ ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ. Авторы: С.В. Оболенский, А.С. Пузанов, Е.А. Тарасова: Учебно-методическое пособие. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2023. – 36 с.

Данное пособие является продолжением цикла учебных пособий по полупроводниковой электронике и содержит информацию о взаимодействии ионизирующего излучения с веществом.

Пособие предназначено для студентов ННГУ, обучающихся по направлениям подготовки 03.03.03 «Радиофизика» и 03.04.03 «Радиофизика», 02.03.02 «Фундаментальная информатика и информационные технологии», специальностям 10.05.02 «Информационная безопасность телекоммуникационных систем», 11.05.02 «Специальные радиотехнические системы».

Ответственный за выпуск:
зам. председателя методической комиссии радиофизического факультета ННГУ
д.ф.-м.н., профессор **Е.З. Грибова**

УДК 537.2
ББК 3853.1

© Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского, 2023

Содержание

Введение	4
1. Основные величины и единицы измерений ионизирующего излучения	5
1.1. Дифференциальные и интегральные характеристики поля излучения	5
1.2. Дозовые характеристики поля излучения	8
2. Источники ионизирующего излучения. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом	12
2.1. Взаимодействие фотонов с веществом	14
2.1.1. Фотоэлектрический эффект	15
2.1.2. Комптоновское рассеяние	16
2.1.3. Образование электронно-позитронных пар	18
2.1.4. Образование фотонейтронов	19
2.2. Взаимодействие нейтронов с веществом	19
2.3. Взаимодействие тяжелых заряженных частиц с веществом	25
2.3.1. Ионизационные потери энергии тяжелой заряженной частицы в среде – квазиклассическое описание	25
2.3.2. Ионизационные потери энергии тяжелой заряженной частицы в среде – диэлектрический формализм	28
Заключение	34
Список литературы	35

Введение

Проблема взаимодействия ионизирующего излучения с веществом возникает во многих областях науки и техники, в том числе, в ионной имплантации, радиационной физике твердого тела и полупроводниковых приборов, что привлекает интересы исследователей на протяжении более полувека. Столь длительный интерес к указанной проблеме объясняется большим количеством новых задач, возникающих с развитием космической техники, ядерной энергетики, микро- и наноэлектроники и других отраслей промышленности. Экспериментальные исследования в этих областях ведутся широким фронтом и охватывают огромный диапазон энергий частиц и фотонов, начиная с нескольких килоэлектронвольт и заканчивая десятками тераэлектронвольт. Для получения нужной информации обычно приходится проводить несколько отдельных экспериментов, использовать прецизионные детекторы излучений и измерительное оборудование, что, естественно, требует больших усилий и финансовых затрат.

Многое было сделано в направлении теоретического описания переноса частиц и фотонов через вещество. Развита теория, основанная на решении кинетического уравнения переноса; разработаны компьютерные программы, такие как EGS4, Penelope, GEANT, MCNP и их отечественный аналог на базе платформы ЛОГОС.

Целью данного учебного пособия является знакомство читателя с основами теории взаимодействия ионизирующего излучения различной физической природы с веществом. В первом разделе даны основные понятия, величины и единицы измерений ионизирующего излучения. Обсуждаются дифференциальные и интегральные характеристики поля излучения, а также понятие дозы ионизирующего излучения и некоторые производные от нее. Во втором разделе рассмотрены источники ионизирующего излучения, а также основные физические процессы, протекающие при взаимодействии фотонов, нейтронов и заряженных частиц с веществом.

1. Основные величины и единицы измерений ионизирующего излучения

Ионизирующее излучение – излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию зарядов разных знаков. Сделаем сразу несколько оговорок. Во-первых, в процессе взаимодействия частиц и фотонов высоких энергий с веществом кроме ионизации могут протекать также процессы дефектообразования, а также ядерные превращения. Таким образом, более физически обоснованным является термин «проникающее излучение». Во-вторых, в отечественной литературе синонимом термина «ионизирующего излучения» является термин «радиация». Наконец, в-третьих, заметим, что в радиационной физике общепринято видимый свет и ультрафиолетовое излучение не включать в понятие «ионизирующее излучение», несмотря на их способность к ионизации вещества.

Ионизирующее излучение, состоящее из заряженных частиц (электронов, протонов, α -частиц), имеющих кинетическую энергию, достаточную для ионизации при столкновении с атомами вещества, называется непосредственно ионизирующим излучением. Ионизирующее излучение, состоящее из незаряженных частиц (нейтронов или фотонов), которые могут создавать непосредственно ионизирующее излучение или вызывать ядерные превращения, называется косвенно ионизирующим излучением.

К фотонному ионизирующему излучению относится гамма-излучение, возникающее при изменении энергетического состояния атомных ядер или при аннигиляции частиц; тормозное излучение, возникающее при уменьшении кинетической энергии заряженных частиц; характеристическое излучение, возникающее при изменении энергетического состояния электронов атома. На практике часто используется рентгеновское излучение, состоящее из тормозного и характеристического излучений. Считается, что гамма-излучение обладает большей энергией фотонов, чем рентгеновское излучение, хотя в общем случае это неверно.

К корпускулярному излучению, состоящему из частиц, с массой, отличной от нуля, относятся, например, α -излучение, а также электронное, протонное и нейтронное.

Ионизирующее излучение, состоящее из частиц различного вида или частиц и фотонов, называется смешанным ионизирующим излучением.

Принято различать первичное и вторичное ионизирующее излучение. Под первичным понимается ионизирующее излучение, которое в рассматриваемом процессе взаимодействия излучения со средой является или принимается за исходное. Вторичное ионизирующее излучение возникает в результате взаимодействия первичного ионизирующего излучения с данной средой. Вторичное излучение также может инициировать вторичное по отношению к нему излучение или третичное по отношению к первичному. Подобным образом можно рассматривать излучение четвертого и последующих поколений по отношению к первичному.

Распределение ионизирующего излучения в рассматриваемой среде называется полем ионизирующего излучения. В зависимости от величины, характеризующей ионизирующее излучение, различают характеристики поля по плотности потока ионизирующих частиц, мощности поглощенной дозы, мощности кермы (указанные понятия будут подробно рассмотрены далее) и так далее.

1.1. Дифференциальные и интегральные характеристики поля излучения

Характеристики поля ионизирующего излучения могут задаваться в виде дифференциальных характеристик, аргументами которых являются энергия излучения E и направление движения частиц Ω , и интегральных характеристик, не зависящих от E и Ω .

Наиболее полная информация о поле излучения задается пространственно-временной энергетическо-угловой плотностью потока частиц $\varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega)$.

Пространственно-временная энергетическо-угловая плотность потока частиц $\varphi(\mathbf{r}, t, E, \Omega)$ представляет собой отношение числа частиц dN с энергией от E до $E + dE$, распространяющихся в направлении Ω в пределах элементарного телесного угла $d\Omega$ (рис. 1.1) и пересекающих в момент времени t за интервал времени dt элементарную площадку

dS в точке \mathbf{r} , нормаль к которой совпадает с выбранным направлением распространения частиц $\mathbf{\Omega}$, к площади элементарной площадки dS и к интервалу времени dt , к энергетическому интервалу dE и к элементарному телесному углу $d\mathbf{\Omega}$ и может быть записана в виде производной по области n -мерного пространства:

$$\varphi(\mathbf{r}, t, E, \mathbf{\Omega}) = \frac{dN}{dS dt dE d\mathbf{\Omega}}. \quad (1.1)$$

Заметим, что здесь и ниже в подобных определениях величин под dN понимают дифференциал ожидаемого значения числа частиц N . При этом дифференциалы в знаменателе, с одной стороны, малы по сравнению с изменением (градиентом) поля излучения, с другой стороны, достаточно велики, чтобы можно было зарегистрировать достаточно много частиц.

Физический смысл $\varphi(\mathbf{r}, t, E, \mathbf{\Omega})$ – это отнесенное к единичному энергетическому интервалу число частиц с энергией E , движущихся в направлении единичного вектора $\mathbf{\Omega}$ в единичный телесный угол и пересекающих в момент времени t за единицу времени помещенную в точке пространства \mathbf{r} единичную площадку, нормаль к которой по направлению совпадает с $\mathbf{\Omega}$.

В общем виде $\varphi(\mathbf{r}, t, E, \mathbf{\Omega})$ зависит от семи переменных (трех пространственных координат, определяющих положение радиуса-вектора \mathbf{r} ; двух углов, характеризующих направление единичного вектора $\mathbf{\Omega}$; энергии и времени). В практических задачах число переменных, определяющих поле, обычно бывает меньше. Например, для точечного изотропного или бесконечного плоского источника с угловым распределением излучения, симметричным относительно нормали к плоскости источника, характеристики поля излучения в бесконечной среде зависят только от одной пространственной координаты (расстояния точечный источник-детектор или расстояния до детектора по нормали к плоскости источника) и одной угловой координаты (угол между направлением движения частиц и прямой точечный источник – детектор или нормалью к плоскости).

Рассмотрим потоковые характеристики для стационарных по времени задач. В этом случае подробная характеристика поля излучения задается пространственной энергетическо-угловой плотностью потока частиц $\varphi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})$.

Во многих практических задачах часто требуются еще менее детальные характеристики поля излучения. В таких случаях используют рассмотренные ниже функционалы пространственных энергетическо-угловых характеристик поля излучения.

Интегрированием функции $\varphi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega})$ по энергии получают пространственно-угловую плотность потока ионизирующих частиц:

$$\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = \int_0^{\infty} \varphi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) dE \quad (1.2)$$

При измерении поля излучения изотропным детектором, регистрирующим с одинаковой эффективностью частицы с любым направлением движения, определяют пространственно-энергетическую плотность потока ионизирующих частиц:

$$\varphi(\mathbf{r}, E) = \int_{4\pi} \varphi(\mathbf{r}, E, \mathbf{\Omega}) d\mathbf{\Omega} \quad (1.3)$$

Интегрированием $\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})$ по всем возможным направлениям движения частиц или интегрированием измеренных изотропным детектором энергетических распределений $\varphi(\mathbf{r}, E)$ по энергии получаем пространственное распределение плотности потока ионизирующих частиц $\varphi(\mathbf{r})$:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} \varphi(\mathbf{r}, \Omega) d\Omega = \int_0^{\infty} \varphi(\mathbf{r}, E) dE, \quad (1.4)$$

Величина $\varphi(\mathbf{r})$ для фиксированной точки пространства \mathbf{r} называется плотностью потока частиц.

Величина $\varphi(\mathbf{r}, E, \Omega)$, а также величины, определяемые формулами (1.2) и (1.3), – дифференциальные, а величина, определяемая формулой (1.4), – интегральная. Однако обычно для простоты слова «дифференциальный» и «интегральный» опускают, так как аргумент величины ясно показывает, какая характеристика имеется в виду.

Поясним смысл потоковой характеристики поля излучения $\varphi(\mathbf{r})$. Для этой величины характерно то, что все частицы регистрируются в точке детектирования \mathbf{r} с одинаковым весовым вкладом независимо от направления движения.

Определение указанных потоковых характеристик сводится к интегрированию по телесному углу 4π вокруг точки детектирования \mathbf{r} приходящих в детектор под разными углами потоков частиц. При этом площадка, через которую проходит излучение, должна быть перпендикулярна направлению движения каждой частицы. Следовательно, площадка не может быть зафиксирована в пространстве, она должна свободно вращаться вокруг точки \mathbf{r} во всех направлениях и всегда быть повернута так, чтобы нормаль к ней совпадала с направлением движения частицы. Если выбрать элементарную площадку в виде круга площадью ΔS (рис. 1.2), центр которого зафиксирован в точке \mathbf{r} , то все возможные ориентации площадки ΔS вокруг точки \mathbf{r} приводят к понятию детектора в виде элементарной сферы, площадь проекции которой ΔS во всех направлениях одинакова. Нижние индексы при элементарных площадках на рис. 1.2 ΔS_i указывают, к какому направлению потока падающих частиц Ω_i , относится данная элементарная площадка. Совершенно очевидно, что $\Delta S_1 = \Delta S_2 = \Delta S_3 = \Delta S$.

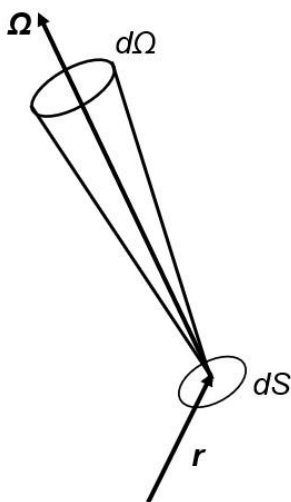


Рис. 1.1. К определению пространственно-временной энергетическо-угловой плотности потока частиц

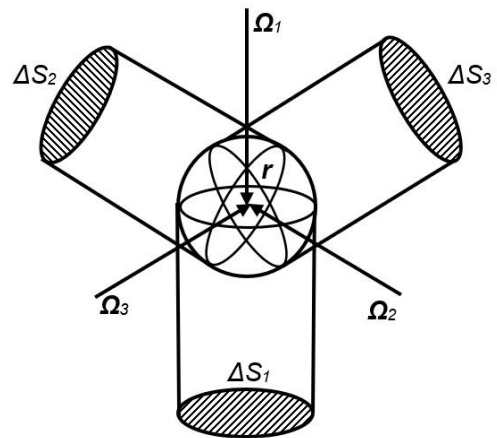


Рис. 1.2. К определению потоковых величин с использованием понятия элементарной сферы (ΔS – площадь проекции сферы в направлениях $\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3$)

Основываясь на приведенных выше рассуждениях, сформулируем определение наиболее часто применяемой величины $\varphi(\mathbf{r})$ с использованием понятия элементарной сферы.

Плотность потока ионизирующих частиц $\varphi(\mathbf{r})$ – отношение числа ионизирующих частиц dN , проникающих за интервал времени dt в элементарную сферу с центром в точке \mathbf{r} и

площадью центрального сечения dS , к интервалу времени dt и площади центрального сечения dS элементарной сферы:

$$\varphi(r) = \frac{dN}{dSdt}. \quad (1.5)$$

При решении многих практических задач, таких, как, например, изучение воздействия излучений на материалы, используется понятие флюенса ионизирующих частиц.

Флюенс ионизирующих частиц Φ – отношение числа ионизирующих частиц dN , проникающих в элементарную сферу с площадью центрального сечения dS , к площади центрального сечения dS :

$$\Phi = \frac{dN}{dS}. \quad (1.6)$$

Это понятие эквивалентно проинтегрированной по некоторому определенному интервалу времени плотности потока ионизирующих частиц. Единица флюенса частиц в Международной системе единиц – m^{-2} , предпочтительная единица – cm^{-2} .

1.2. Дозовые характеристики поля излучения

В практических задачах часто используются дозовые характеристики поля излучения.

Основной физической величиной, определяющей степень радиационного воздействия, является поглощенная доза ионизирующего излучения.

Поглощенная доза ионизирующего излучения D – отношение средней энергии dW , переданной ионизирующим излучением веществу в элементарном объеме, к массе dm вещества в этом объеме:

$$D = \frac{dW}{dm}. \quad (1.7)$$

Единица поглощенной дозы в Международной системе единиц – грей (Гр). Грей равен поглощенной дозе ионизирующего излучения, при которой веществу массой 1 кг передается энергия ионизирующего излучения, равная 1 Дж.

Внесистемной единицей поглощенной дозы ионизирующего излучения является рад (рад) от английского radiation absorption dose – поглощенная доза радиации. Рад равен поглощенной дозе ионизирующего излучения, при которой веществу массой 1 г передается энергия ионизирующего излучения, равная 100 эрг (эрг – единица энергии в СГС). Таким образом, 1 рад = 0,01 Гр.

Обратим внимание, что в определении поглощенной дозы указана средняя переданная излучением веществу энергия dW . Переданная энергия подвержена случайным статистическим флуктуациям, которые могут стать значительными, если масса dm мала и флюенс заряженных частиц невелик. Такие величины, подверженные статистическим флуктуациям, называют стохастическими. Таким образом, передаваемая энергия – стохастическая величина. Ее ожидаемое значение называют средней переданной энергией dW , которая является в свою очередь нестохастической величиной. Следовательно, и поглощенная доза – величина нестохастическая, определенная как среднее значение связанной с ней стохастической величины.

Под переданной энергией в определении поглощенной дозы понимается

$$W = W_{in} - W_{out} + \sum \varepsilon, \quad (1.8)$$

где W_{in} энергия всех заряженных и незаряженных частиц (без учета энергии покоя), которые входят в рассматриваемый объем; W_{out} – энергия всех заряженных и незаряженных частиц (без учета энергии покоя), которые выходят из рассматриваемого объема; $\sum \varepsilon$ – сумма всех изменений энергии (при уменьшении со знаком плюс, при увеличении со знаком минус), связанных с массой покоя ядер и частиц при любых ядерных превращениях, происходящих в рассматриваемом объеме. Естественно, что изменение массы покоя учитывается в слагаемом $\sum \varepsilon$ соответствующим энергетическим эквивалентом.

Отметим, что, если подходить строго, следует различать переданную энергию и поглощенную энергию излучения, которая представляет собой полную энергию излучения, потерянную полем излучения при взаимодействиях. Эти две величины равны между собой при $\sum \varepsilon = 0$. Это соотношение справедливо во многих задачах. Так как в этих случаях понятия поглощенной и переданной энергии идентичны, различием между ними при этом вообще пренебрегают.

В объекте поглощенная доза излучения распределяется неравномерно.

Рассмотрим, как изменяется поглощенная доза, например, по глубине полупроводника (рис. 3). Пусть косвенно ионизирующее излучение плоского мононаправленного источника падает нормально на плоскую границу полубесконечной среды (полупроводника). Если среда контактирует с вакуумом, то на ее поверхности ($d = 0$) поглощенная доза формируется только вторичными заряженными частицами, образовавшимися в полупроводнике при распространении косвенно ионизирующего излучения и приходящими в точку детектирования из заднего полупространства (точка А на рис. 1.3). С увеличением толщины d к ним добавляются частицы, приходящие из переднего слоя среды между ее границей и точкой детектирования. Это приводит к возрастанию поглощенной дозы. Одновременно в этом же слое идут процессы ослабления косвенно ионизирующего излучения, что ведет к уменьшению поглощенной дозы. Следовательно, формирование поглощенной дозы обусловлено двумя противоположно действующими процессами: накоплением вторичного излучения и ослаблением первичного излучения. До некоторой глубины d_0 преобладает первый процесс, после глубины d_0 — второй. На глубине d_0 поглощенная доза имеет максимальное значение (точка В на рис. 1.3).

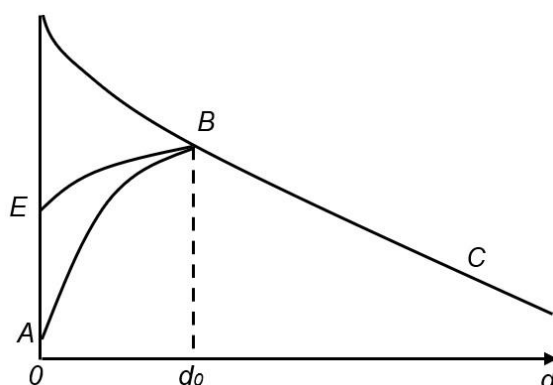


Рис. 1.3. Распределение поглощенной дозы по глубине полупроводника

При облучении полупроводника непосредственно ионизирующим излучением — заряженными частицами поглощенная доза монотонно убывает с глубиной (кривая ABC на рис. 1.3) и максимальное значение имеет поверхностная поглощенная доза. Кривая EBC на рис. 1.3 характеризует промежуточные случаи, когда падающее излучение состоит из непосредственно ионизирующего и косвенно ионизирующего излучений или когда падает косвенно ионизирующее излучение, но полупроводник контактирует не с вакуумом, а со средой, в которой также образуются вторичные заряженные частицы.

Для оценки воздействия на среду косвенно ионизирующих излучений используют также понятие керма (kerma – аббревиатура от английских слов kinetic energy released in material).

Керма K – отношение суммы первоначальных кинетических энергий dW_k всех заряженных ионизирующих частиц, образованных под действием косвенно ионизирующего излучения в элементарном объеме вещества к массе вещества в этом объеме

$$K = \frac{dW_k}{dm}. \quad (1.9)$$

Единица кермы – грей (Гр) – совпадает с единицей измерения поглощенной дозы. Грей равен керме, при которой сумма начальных кинетических энергий всех заряженных ионизирующих частиц, образовавшихся под действием косвенно ионизирующего излучения в веществе массой 1 кг, равна 1 Дж. Внесистемная единица кермы – рад.

Для оценки поля фотонного излучения при использовании внесистемных единиц часто применяют понятие «экспозиционная доза».

Экспозиционная доза X – это количественная характеристика фотонного излучения, которая основана на его ионизирующем действии в сухом атмосферном воздухе и представляет собой отношение суммарного заряда dQ всех ионов одного знака, созданных в воздухе, когда все электроны и позитроны, освобожденные фотонами в элементарном объеме воздуха с массой dm , полностью остановились в воздухе, к массе воздуха в указанном объеме dm :

$$X = \frac{dQ}{dm}. \quad (1.10)$$

Понятие экспозиционной дозы рекомендовано для фотонного излучения с энергией до 3 МэВ.

Единица экспозиционной дозы в Международной системе единиц – кулон на килограмм (Кл/кг).

Кулон на килограмм равен экспозиционной дозе, при которой все электроны и позитроны, освобожденные фотонами в объеме воздуха массой 1 кг, производят в воздухе ионы, несущие электрический заряд каждого знака 1 Кл.

Как отмечалось выше, эта величина приводится только во внесистемных единицах.

Внесистемная единица экспозиционной дозы – рентген (Р). Рентген – это единица экспозиционной дозы фотонного излучения, при прохождении которого через 0,001293 г воздуха в результате завершения всех ионизационных процессов в воздухе создаются ионы, несущие одну электростатическую единицу количества электричества каждого знака. Заметим, что 0,001293 г – это масса 1 см³ атмосферного сухого воздуха при нормальных условиях (температура 0 °С и давление 1013 гПа (760 мм рт. ст.)). Соотношение внесистемных единиц записывается как 1 Р = 2,58·10⁻⁴ Кл/кг.

Экспозиционная доза не учитывает ионизацию, обусловленную тормозным излучением электронов и позитронов: этой величиной для воздуха обычно можно пренебречь ввиду ее малости.

В условиях равновесия заряженных частиц и пренебрежения энергией электронов и позитронов, затрачиваемой на образование тормозного излучения, энергетические эквиваленты кермы в воздухе и экспозиционной дозы одинаковы.

Из определения единиц экспозиционной дозы нетрудно найти их энергетические эквиваленты.

Принимая заряд одного иона равным 1,602·10⁻¹⁹ Кл, получаем, что при наличии равновесия заряженных частиц при экспозиционной дозе 1 Кл/кг в 1 кг воздуха создается 6,24·10¹⁸ пар ионов.

Введем понятие средней энергии ионообразования w_0 как отношения начальной кинетической энергии E заряженной ионизирующей частицы к числу пар ионов N , образованных этой частицей до полной потери ее кинетической энергии в данном веществе $w_0 = E/N$.

Принимая среднюю энергию образования одной пары ионов в воздухе 33,85 эВ, получаем энергетические эквиваленты кулона на килограмм: 43,77 Дж на 1 м³ воздуха при нормальных условиях.

Принимая заряд одного иона равным $4,803 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ и зная w_0 , нетрудно определить и энергетические эквиваленты рентгена: 0,113 эрг на 1 см³ воздуха при нормальных условиях.

В условиях лучевого равновесия заряженных частиц экспозиционной дозе в 1 Кл/кг соответствует поглощенная доза 33,85 Гр в воздухе или 36,9 Гр в кремнии, внесистемной единице 1 Р соответствует поглощенная доза 0,873 рад в воздухе или 0,95 рад в кремнии. Поэтому с погрешностью до 5 % экспозиционную дозу в рентгенах и поглощенную дозу в кремнии в радах можно считать совпадающими. Еще раз подчеркнем, что несмотря на близкие числовые значения поглощенная и экспозиционная дозы ионизирующего излучения имеют разную размерность. Игнорирование данного факта может быть причиной многих ошибок.

2. Источники ионизирующего излучения. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом

К основным источникам ионизирующего излучения относят: ядерный взрыв (нейтроны и гамма-кванты), ядерные установки (нейтроны и гамма-кванты), космическое пространство (протоны и электроны), рентгеновские и гамма-установки, а также ускорители электронов и протонов. Сводные данные о характерных уровнях ионизирующих излучений, генерируемых различными источниками приведены в таблице 2.1.

Исследования радиационных эффектов в полупроводниковых приборах в натуральных условиях зачастую невозможно (ввиду действующего моратория на ядерные испытания) или экономически нецелесообразно (ввиду большой длительности для космических сред). Поэтому было разработано большое количество методов моделирования космического пространства и других радиационных условий «на земле».

Возникновение радиационных эффектов обусловлено потерей энергии ионизирующего излучения в диэлектрических и полупроводниковых слоях полупроводниковых приборов. Так как индивидуальный акт взаимодействия ионизирующего излучения с веществом носит стохастический характер, то для количественного описания физических процессов взаимодействия ионизирующего излучения с веществом удобно использовать усредненные величины, основополагающей из которых является понятие сечения взаимодействия.

Таблица 2.1.1. Характерные уровни ионизирующих излучений ядерного взрыва, ядерных установок и космического пространства

Источник излучения	Вид излучения	Энергия, МэВ	Характеристики ионизирующего излучения			
			Интегральный поток частиц, см ⁻²	Плотность потока частиц, см ⁻² ·с ⁻¹	Экспозиционная доза, Р	Мощность экспозиционной дозы, Р/с
Ядерный взрыв	Нейтроны	0...18	10 ¹² ...10 ¹⁵	10 ¹⁸ ...10 ²¹	—	—
	Гамма-кванты	0,01...10	—	—	10 ⁶	10 ³ ...10 ¹³
Ядерные установки	Нейтроны	0...18	10 ¹⁵ ...10 ²⁰	10 ³ ...10 ⁸	—	—
	Гамма-кванты	0,01...10	—	—	10 ⁷ ...10 ¹¹	10 ⁻⁶ ...10
Космическое пространство	Протоны	0,001...700	—	10 ² ...10 ⁶	10 ² ...10 ⁶	10 ⁻² ...10 ⁻¹
	Электроны	0,02...10	—	10 ⁵ ...10 ⁹	10 ⁵ ...10 ⁹	1...10

Пусть в определенную область пространства, где каким-либо источником создается поле излучения с плотностью потока частиц или фотонов φ , помещается N_a атомов или иных объектов взаимодействия (например, электронов на оболочках атомов) какого-либо элемента. Предположим, что полное число частиц, испытывающих взаимодействие с этими атомами, равно ν . Тогда сечением взаимодействия называется соотношение

$$\sigma = \frac{\nu}{\varphi N_a} . \quad (2.1)$$

Оно имеет размерность квадрата длины. Единицей измерения сечения взаимодействия в Международной системе единиц является квадратный метр. В практике расчетов в настоящее время широкое распространение получила внесистемная единица барн (б) ($1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2$).

Для большей наглядности полезно также выразить смысл сечения взаимодействия через понятие вероятности. Поместим на пути мононаправленного пучка ионизирующих частиц или фотонов с плотностью потока φ образец вещества в виде цилиндра с высотой dl и площадью основания S так, чтобы частицы падали нормально к основанию. Если в единице объема данного вещества содержится N_a атомов, то, исходя из формулы (2.1), полное число взаимодействий, которое будет иметь место в этом образце объемом dV в единицу времени,

$$dN = \sigma \varphi N_a dV . \quad (2.2)$$

Тогда вероятность взаимодействия для одной частицы на пути в данном веществе

$$dW = \frac{dN}{\varphi S} = \sigma N_a dl . \quad (2.3)$$

Теперь, если в формуле (2.3) положить N_a и dl равными единице, то вероятность окажется численно равной сечению взаимодействия. Таким образом, сечение взаимодействия ионизирующей частицы или фотона численно равно вероятности взаимодействия ионизирующей частицы или фотона на единичном пути в веществе, в единичном объеме которого находится один атом. Отметим, что наряду с сечением взаимодействия, отнесенным к одному атому, аналогично можно ввести сечение взаимодействия, отнесенное к одному электрону.

Ниже рассмотрены основные физические процессы взаимодействия ионизирующего излучения с веществом.

2.1. Взаимодействие фотонов с веществом

Различают первичные и вторичные процессы взаимодействия фотонов с веществом. Вторичные процессы являются следствиями первичных и приводят к дополнительному фотонному излучению. Первичные процессы приводят к поглощению или рассеянию фотонов, вторичные рассматриваются ниже, как дополнительный источник фотонов.

Фотоны взаимодействуют с электронами атома, ядром, электромагнитным полем заряженных частиц. В области энергий фотонов E' от 10 кэВ до 10 МэВ, к которой относятся фотоны большинства источников, основными первичными процессами взаимодействия с веществом являются фотоэлектрический эффект, комптоновское рассеяние и образование электрон-позитронных пар. Значительно меньшую роль играет когерентное (томсоновское) рассеяние на связанных электронах. Из вторичных процессов необходимо отметить аннигиляционное, тормозное и флуоресцентное излучение. Практически пренебрежимую роль играют когерентное рассеяние на ядрах, потенциальное (дельбрюковское) рассеяние, фотораспад ядер (ядерный фотоэффект).

2.1.1. Фотоэлектрический эффект

При атомном фотоэффекте налетающий фотон поглощается, передает свою энергию одному из атомных электронов и выбивает его из атома. При этом кинетическая энергия фотоэлектрона равна энергии поглощенного фотона за вычетом энергии связи электрона на данной оболочке (энергии ионизации этой оболочки). Энергия связи K -электронов (электронов на нижнем энергетическом уровне) для разных элементов не превышает 140 кэВ, а энергия ионизации L -оболочки не превышает 30 кэВ. После выбивания связанного электрона появившийся свободный уровень заполняется электроном, и акт фотопоглощения завершается испусканием вторичного низкоэнергетического характеристического излучения или испусканием электронов Оже (электронов одной из внешних оболочек атома, которые при достаточной энергии могут покинуть атом).

При $E' > E_K$ основную роль в фотоэффекте играют электроны K -оболочки, поскольку они обладают наибольшей энергией связи, и сечение фотоэффекта на K -оболочке составляет 80% полного сечения фотоэффекта. Однако при $E' < E_K$ из атома могут быть выбиты только электроны с L - и более высоких оболочек. Поэтому сечение фотоэффекта испытывает скачки при энергии фотона, равной энергии связи электронов в атоме, находящихся на L -, M - и так далее оболочках.

Существует много формул, выражающих зависимость сечения фотоэффекта заряда ядра Z и энергии фотона E' . Некоторые из них получены теоретически (решение релятивистского волнового уравнения Дирака для связанного электрона), большинство же – эмпирически. Выведенные теоретически на основе квантовой электродинамики формулы для общего случая для любых Z и E' носят приближенный характер и имеют сложный вид, и расчеты по ним могут быть доведены до численного результата лишь в частных случаях.

Качественная зависимость сечения фотоэффекта для нерелятивистской области ($E_K < E' \ll m_e c^2$) дается приближенной формулой Гайтлера, а для фотонов больших энергий ($E' \gg m_e c^2$) – приближенной формулой Заутера

$$\sigma_{\phi, K} = \begin{cases} \frac{32\sqrt{2}\pi r_e^2 (m_e c^2)^{7/2} Z^5}{3 \cdot 137^4 E'^{7/2}} & E_K < E' \ll m_e c^2 \\ \frac{4\pi r_e^2 Z^5 m_e c^2}{137 E'} & E' \gg m_e c^2 \end{cases}, \quad (2.4)$$

где $m_e c^2 = 0,511$ МэВ – энергия, соответствующая массе покоя электрона m_e , $r_e = q^2/(m_e c^2) = 2,82 \cdot 10^{-15}$ м – классический радиус электрона, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света, E' – энергия фотона, МэВ.

Как видно из приведенных формул, сечение фотоэффекта быстро убывает с ростом энергии фотона. Поэтому фотоэффект играет существенную роль лишь для небольших энергий фотонов и для тяжелых элементов (с большим Z). Сечение фотоэффекта при $E' = 0,5$ МэВ составляет от 10^{-3} до 50 б.

2.1.2. Комптоновское рассеяние

В отличие от фотоэффекта комптоновское рассеяние не приводит к поглощению фотона. В этом процессе фотон с начальной энергией E' в результате упругого взаимодействия с электроном передает ему часть энергии и изменяет направление своего движения. Поскольку скорость атомных электронов мала по сравнению со скоростью света, при $E' \gg E_K$ электрон до взаимодействия с фотоном можно с хорошей точностью считать свободным и покоящимся. Потерю энергии фотона $E' - E$ и угол рассеяния θ_s можно связать с помощью уравнений, описывающих законы сохранения энергии и импульса, свойственные упругому рассеянию (рис. 2.1)

$$E' = E + m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \quad (2.5)$$

$$\mathbf{P}' = \mathbf{P} + \frac{m_e \mathbf{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Здесь E' , \mathbf{P}' и E , \mathbf{P} – энергия и импульс фотона до рассеяния и после, соответственно, ($|\mathbf{P}| = E/c$), v – скорость электрона, $\beta = v/c$. В результате преобразований можно получить связь между θ_s , E и E'

$$\frac{E}{E'} = \frac{1}{1 + \frac{E'}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta_s))} \quad (2.6)$$

Введя понятие безразмерной энергии фотона $\alpha = E/(m_e c^2)$, получим

$$\frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{1}{1 + \alpha' (1 - \cos(\theta_s))} \quad (2.7)$$

Максимальная потеря энергии происходит при рассеянии назад ($\theta_s = \pi$). При этом энергия рассеянного назад фотона не может превышать 0,225 МэВ независимо от его начальной энергии. Из формулы (2.6) видно, что энергия фотонов, рассеянных под прямым углом ($\theta_s = \pi/2$), всегда меньше энергии, соответствующей массе покоя 0,511 МэВ, и не превышает это значение даже для большой начальной энергии фотонов. При рассеянии фотонов прямо вперед ($\theta_s = 0$) энергия его не изменяется, то есть $E' = E$.

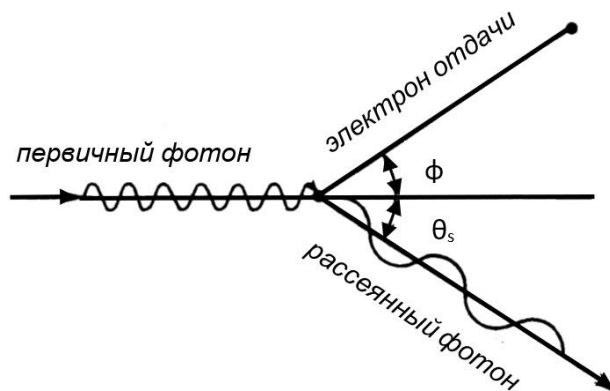


Рис. 2.1. Схема элементарного акта комптоновского рассеяния

Согласно теории Клейна-Нишины-Тамма, разработанной в квантовой электродинамике для описания взаимодействия фотонов со свободными электронами, сечение комптоновского взаимодействия

$$\sigma_K(\alpha') = 2\pi r_e^2 Z \left(\frac{1+\alpha'}{\alpha'^2} \left(\frac{2(1+\alpha')}{1+2\alpha'} - \frac{\ln(1+2\alpha')}{\alpha'} \right) + \frac{\ln(1+2\alpha')}{2\alpha'} - \frac{1+3\alpha'}{(1+2\alpha')^2} \right), \quad (2.8)$$

то есть сечение комптоновского взаимодействия с возрастанием E' убывает примерно по закону $1/E'$. Для небольших энергий фотонов $E_K \ll E' \ll m_e c^2$

$$\sigma_K(\alpha') = \frac{8}{3} \frac{\pi r_e^2 Z}{(1+2\alpha')}. \quad (2.9)$$

В процессе комптоновского взаимодействия фотоны рассеиваются под всевозможными углами ($0 < \theta_s < \pi$). Дифференциальное угловое сечение комптоновского взаимодействия с веществом $\sigma_K(E', \theta_s)$ согласно теории Клейна-Нишины-Тамма равно

$$\sigma_K(\alpha', \theta_s) = \frac{Z r_e^2}{2} \frac{1}{(1+\alpha'(1-\cos(\theta_s)))^2} \left(1 + \cos^2(\theta_s) + \frac{\alpha'^2(1-\cos(\theta_s))^2}{1+\alpha'(1-\cos(\theta_s))} \right). \quad (2.10)$$

Для фотонов высокой энергии наблюдается рассеяние преимущественно в направлении вперед (рис. 2.2). С уменьшением энергии дифференциальное сечение зависит от угла рассеяния все более слабо.

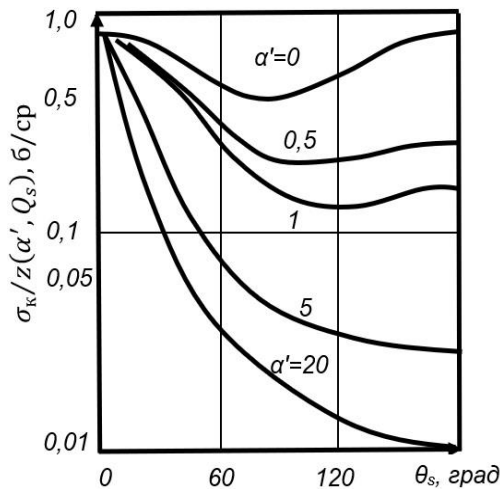


Рис. 2.2. Дифференциальное угловое сечение комптоновского рассеяния фотонов

При расчетах поглощения энергии ионизирующего излучения также необходимо знать энергию электронов отдачи E_e и сечение их образования. Из соотношений (2.5) можно получить, что

$$E_e = \frac{E' \alpha' (1 - \cos(\theta_s))}{\alpha' (1 - \cos(\theta_s)) + 1} = 2E' \alpha' \left(1 + 2\alpha' + (1 + \alpha')^2 \tan^2(\varphi) \right), \quad (2.11)$$

Причем угол φ между направлением электрона отдачи и направлением движения первичного фотона не может превышать $\pi/2$. Энергия электрона максимальна при $\theta_s = \pi$ (или $\varphi = 0$). При малых θ_s электроны получают незначительную долю энергии и вылетают в направлении, близком к $\varphi = \pi/2$.

Выражение для дифференциального сечения образования электронов отдачи с энергией $\alpha_e = E_e/(m_e c^2)$ получают из формулы (2.10) соответствующей заменой переменных

$$\sigma_K(\alpha', \alpha_e) = \pi r_e^2 Z \left[\left(\frac{\alpha_e}{\alpha'^2} \right)^2 + 2 \left(\frac{\alpha' - \alpha_e}{\alpha'} \right)^2 + \frac{(\alpha' - \alpha_e) \alpha_e (\alpha_e - 2)}{\alpha'^3} \right] (\alpha' - \alpha_e) m_e c^2. \quad (2.12)$$

2.1.3. Образование электронно-позитронных пар

В поле ядра или атомного электрона фотон может превратиться в электронно-позитронную пару, которой передается вся энергия первичного фотона (доля энергии, передаваемая ядру отдачи, очень мала – обычно менее 5 кэВ). Кинетическая энергия пары в поле ядра равна энергии фотона минус энергия, соответствующая массе покоя образованной пары ($2m_e c^2$). Следовательно, процесс образования пар имеет энергетический порог, равный $2m_e c^2 = 1,022$ МэВ.

При образовании пары в поле электрона энергия отдачи этого электрона весьма велика, и пороговая энергия для этого процесса почти удваивается. Количественное сечение образования пар в поле атомного электрона пропорционально заряду ядра Z , а сечение образования пар в поле ядра для энергий фотонов, имеющих значение для изотопных и реакторных источников, пропорционально Z^2 . Это сечение монотонно возрастает от нуля при пороговой энергии, изменяется приблизительно линейно с E' до примерно постоянного значения в области энергий, близких к 50 МэВ, в материалах с высоким Z и при еще больших энергиях – в материалах с низким Z . Максимальное значение составляет примерно 100 б.

Поскольку сечение образования электронно-позитронных пар в поле электрона примерно в Z раз меньше, чем в поле ядра и при энергии фотонов до 10 МэВ составляет менее 2% полного сечения рассеяния, то роль этого процесс малосущественна.

Электрон и позитрон испускаются преимущественно в том же направлении, в каком двигался падающий фотон, особенно когда энергия фотона, и значит, его импульс велики. Основная часть электронов и позитронов движется в пределах угла $m_e c^2/E'$ радиан относительно направления движения фотона. Энергия фотона распределяется между электроном и позитроном.

Как и при фотоэффекте, процесс образования пар сопровождается относительно низкоэнергетическим гамма-излучением, имеющим, однако, другое происхождение. Свободный позитрон нестабилен в присутствии электронов среды и быстро рекомбинирует с одним из них. Исчезновение позитрона в этом процессе сопровождается излучением эквивалентного количества энергии в виде гамма-излучения.

Аннигиляционное излучение имеет наибольшее значение для источников гамма-излучения высокой энергии (свыше 6 МэВ) и для сред из тяжелых элементов ($Z > 25$). В худшем случае это излучение составляет до 7% полной дозы излучения, что несущественно для большинства задач, так как погрешность дозиметрии поглощенной дозы ионизирующего излучения достигает 20%. Однако это излучение заметно в спектре рассеянного излучения в области малых энергий (ниже 0,5 МэВ) и, следовательно, должно учитываться при рассмотрении низкоэнергетического излучения.

Выражение для сечения образования электронно-позитронных пар как функции энергии фотона и заряда ядра имеет в общем случае сложный вид. При $2m_e c^2 \leq E' \leq 137 m_e c^2 Z^{1/3}$ довольно точные результаты дает теория Бете-Гайтлера

$$\sigma_n(E', Z) = r_e^2 \frac{Z^2}{137} \left(\frac{28}{9} \ln \left(\frac{2E'}{m_e c^2} \right) - \frac{218}{27} \right). \quad (2.13)$$

2.1.4. Образование фотонейтронов

Из указанных в начале раздела процессов взаимодействия фотонов с веществом специфична одна из разновидностей фотоядерной реакции – образование фотонейтронов, то есть выбивание нейтронов из ядра под действием фотонов высокой энергии. Эта реакция имеет пороговый характер и происходит при превышении энергии фотона над энергией связи нейтрона в ядре, которая для большинства ядер равна 6...8 МэВ. Исключения составляют дейтерий и бериллий, пороговая энергия которых в реакции образования фотонейтронов довольно мала (2,33 и 1,665 МэВ для дейтерия и бериллия, соответственно).

Сечение этой реакции слишком мало, чтобы указанный процесс мог заметно повлиять на ослабление фотонов в среде, и даже для тяжелых ядер примерно при 20 МэВ оно составляет лишь 1 б. Однако в ряде случаев реакция образования фотонейтронов может играть определенную роль.

2.2. Взаимодействие нейтронов с веществом

В отличие от фотонов для нейтронов существенны лишь процессы их взаимодействия с ядрами атомов.

При этих взаимодействиях нейтроны в зависимости от энергии могут вступать в различные процессы: упругое и неупругое рассеяние, захват нейтрона с последующим излучением фотонов (радиационный захват), захват с испусканием заряженных частиц и деление ядер. Сечения указанных процессов являются сложными функциями энергии нейтронов и значительно различаются для разных элементов и даже изотопов одного элемента.

Хотя строго общепризнанной классификации нейтронов по их энергии не существует, довольно условно нейтроны разделяют по следующим энергетическим интервалам:

- 1) ультрахолодные, $E' < 0,005$ эВ;
- 2) холодные, $0,005$ эВ $< E' < k_B T$;
- 3) тепловые нейтроны $E' = k_B T$;
- 4) надтепловые нейтроны $k_B T < E' < 1$ кэВ.
- 5) нейтроны промежуточных энергий, 1 кэВ $< E' < 0,2$ МэВ;
- 6) быстрые, $0,2$ МэВ $< E' < 20$ МэВ;
- 7) сверхбыстрые, $E' > 20$ МэВ.

Ультрахолодные, холодные, тепловые и надтепловые нейтроны объединяются в группу медленных нейтронов $E' < 1$ кэВ.

Согласно современным представлениям теории ядра процессы взаимодействия нейтронов с ядрами протекают в три стадии (рис. 2.3):

- 1) движение независимых частиц;
- 2) составная система;
- 3) окончание процесса.

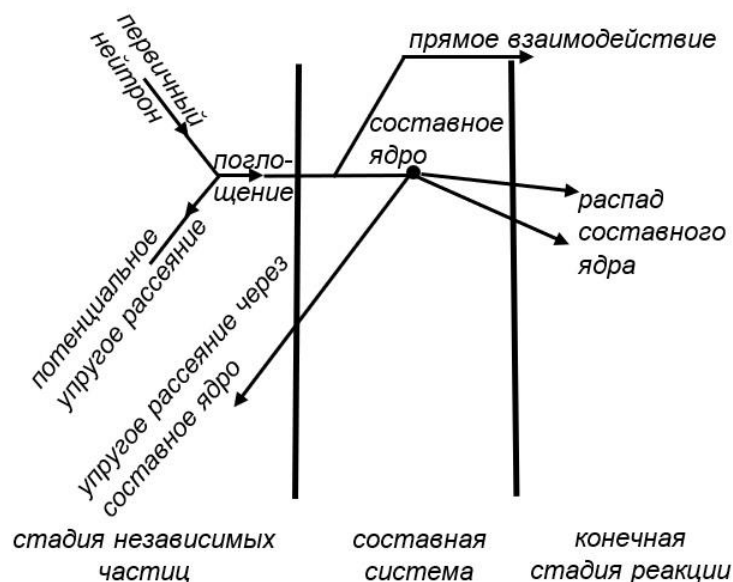


Рис. 2.3. Схема процессов взаимодействия нейтронов с ядрами

На первой стадии первичный нейтрон взаимодействует с ядром-мишенью, которое действует на него как потенциальная яма с комплексным потенциалом. При этом первичная нейтронная волна частично рассеивается и рассеянный таким образом нейтрон не участвует в последующих стадиях. Рассеяние, происходящее на этой стадии, называют упругим потенциальным рассеянием.

При переходе ко второй стадии происходит поглощение нейтрона (здесь под поглощением понимается любой процесс, при котором нейтрон выбывает из первоначального состояния). Взаимодействие нейтрона с ядром на этой стадии не может быть описано только потенциалом. Состояние ядро-нейтрон представляет собой составную систему. Поглощение (в упомянутом выше смысле) нейтронов может происходить различными путями:

- 1) первичный нейтрон испытывает столкновения с отдельными нуклонами в ядре (прямые взаимодействия: объемные и поверхностные);
- 2) первичный нейтрон вызывает те или иные типы коллективного движения нуклонов в ядре, например, вращение ядра или поверхностные колебания (в первом приближении этими процессами можно пренебречь);
- 3) образуется составное ядро.

Понятие составного ядра значительно уже понятия составной системы и характеризуется тем, что первичная частица полностью сливается с нуклонами ядра и становится неотличимой от остальных частиц. Время жизни составного ядра около 10^{-17} с, а энергия его возбуждения равна сумме кинетической энергии первичного нейтрона и энергии связи, вносимой нейтроном при его поглощении (7...10 МэВ для средних и 6...7 МэВ для тяжелых ядер).

На третьей стадии продукты взаимодействия отделяют друг от друга. Она сходна с первой стадией в том смысле, что испущенные частицы можно рассматривать как волны, расходящиеся из потенциальной ямы — конечного ядра. Результатом третьей стадии может быть упругое и неупругое рассеяние нейтронов, радиационный захват и другие ядерные реакции. Первый из этих процессов называют упругим рассеянием через составное ядро в отличие от упругого потенциального рассеяния. Распад составного ядра происходит в соответствии со статистическими ядерными законами.

Вследствие квантового характера возбуждения составное ядро может находиться только в определенных дискретных энергетических состояниях. Поэтому сечение образования составного ядра велико, когда энергия первичного нейтрона соответствует образованию

составного ядра в одном из этих состояний. Отсюда вытекает резонансный характер энергетической зависимости нейтронных сечений процессов, связанных с образованием составного ядра, а следовательно, и полного сечения взаимодействия нейтронов. Из-за размытости энергетических уровней пики сечений также имеют конечную ширину.

Сильная резонансная структура сечений особенно отчетливо проявляется у легких и средних ядер. При этом для легких ядер, таких как кислород и углерод, при низкой энергии нейтронов и для магических ядер характерны широкие промежутки между резонансами. С увеличением энергии нейтрона до нескольких мегаэлектрон-вольт увеличивается энергия возбуждения составного ядра, и в возбужденном ядре возникают более благоприятные условия для создания целого набора перераспределений энергии с концентрацией ее на различных частицах. Поэтому с ростом энергии увеличиваются плотность уровней возбуждения составного ядра и их ширина, отдельные уровни начинают приближаться друг к другу и перекрываются (рис. 2.4). С дальнейшим увеличением энергии распределение уровней возбуждения составного ядра становится квазидискретным или непрерывным. Характерно также, что амплитуда резонансов (высота пиков сечений) уменьшается с ростом энергии нейтронов. Все это приводит к существенному сглаживанию энергетической зависимости сечений.

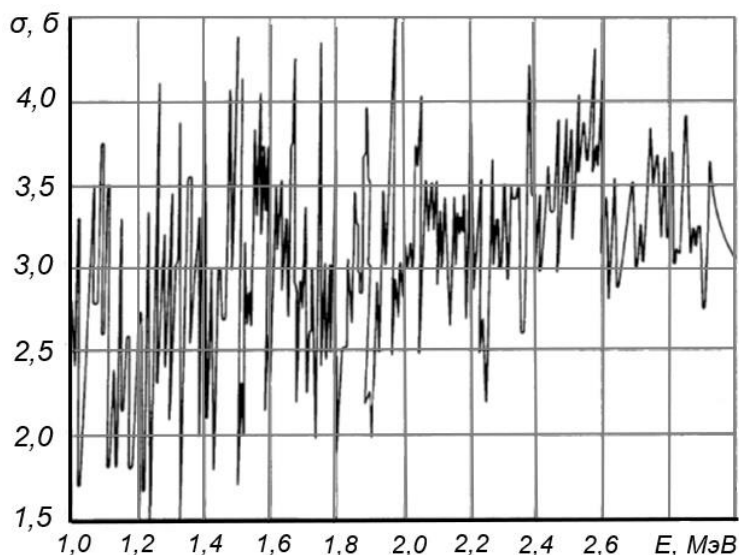


Рис. 2.4. Энергетическая зависимость полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами ^{56}Fe в диапазоне энергий 1...3 МэВ

В этой области сечение упругого рассеяния через составное ядро становится пренебрежимо малым и распад составного ядра происходит в основном по каналу неупругого рассеяния. Вместе с тем увеличивается роль процессов прямого взаимодействия с нуклонами ядра, то есть процессов, не проходящих через стадию образования составного ядра.

В отличие от фотонов энергетическую зависимость нейтронных сечений из-за сложного характера не удастся аппроксимировать какими-либо простыми формулами. Единственным исключением является водород, сечение которого в области быстрых нейтронов ($E' > 0,5$ МэВ) с погрешностью до нескольких процентов выражается следующим образом

$$\sigma^H(E') = \pi \left(\frac{3}{k + (0,089k - 1,85)^2} + \frac{1}{k + (0,0135k + 0,422)^2} \right) \text{б}, \quad (2.14)$$

где $k = 1,21E'$, E' — энергия нейтрона, МэВ.

В области тепловых и медленных нейтронов, как правило, сечение имеет постоянное значение, для элементов, слабо поглощающих нейтроны (O, C, Si и тому подобных), или монотонно возрастает для элементов, заметно поглощающих нейтроны (Li, B и тому подобных). Надтепловые нейтроны и нейтроны промежуточных энергий способны вызвать возбуждение лишь достаточно редко расположенных нижних уровней составного ядра. Сечение образования составного ядра в окрестности такого уровня может быть определено по формуле Брейта-Вигнера, иллюстрирующей резонансный характер изменения сечения

$$\sigma(E') \approx \sigma_0 \frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{(E' - E_{рез})^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}. \quad (2.15)$$

Здесь $E_{рез}$ – энергия резонанса, ближайшего к энергии E' , в котором сечение равно σ_0 (пик сечения), Γ – полная ширина уровня, характеризующая время жизни составного ядра при возбуждении этого уровня. Сечение в пике резонанса для средних и тяжелых ядер обратно пропорционально скорости нейтронов, то есть $\sigma_0(E_{рез}) = CE_{рез}^{-1/2}$, где C – некоторая константа. Отсюда следует, что при переходе от резонанса к резонансу при возрастании энергии нейтрона высота резонансных пиков в ходе сечений постепенно уменьшается. Для тяжелых и средних ядер при энергиях ниже резонансных вероятность захвата нейтронов существенно больше вероятности его резонансного рассеяния. В результате оказывается, что при достаточно малой энергии нейтронов ($E' \rightarrow 0$) сечение радиационного захвата пропорционально $(E')^{-1/2}$. Упругое потенциальное рассеяние, доминирующее в этой области, от энергии зависит довольно слабо.

По мере сближения уровней составного ядра при возрастании энергии нейтронов резонансы сечений начинают перекрываться, и энергетическая зависимость сечений сглаживается, сохраняя достаточно монотонную тенденцию к убыванию их абсолютного значения.

Необходимо отметить некоторые отличия соотношения интенсивности различных нейтронных процессов для легких и тяжелых ядер. Для легких и средних ядер при любых энергиях нейтронов преобладает потенциальное рассеяние. Резонансное рассеяние для легких ядер существенно при больших энергиях ($E' > 100$ кэВ), а для средних – в диапазоне энергий нейтронов 1...100 кэВ.

Для тяжелых ядер у тепловых и промежуточных нейтронов доминирует радиационный захват, затем с ростом энергии нейтронов – поочередно потенциальное, резонансное и неупругое рассеяние.

При анализе кинематики рассеяния нейтронов используют классические законы сохранения импульса (количества движения) и энергии. Рассеяние нейтронов можно описать в лабораторной системе координат или в системе центра инерции (рис. 2.5). Перенос излучений в среде, в том числе нейтронов, рассматривают в лабораторной системе координат, и сечения в уравнении переноса также записаны в этой системе координат. В то же время вычисление сечений с помощью различных ядерных моделей удобнее в системе центра инерции. В лабораторной системе нейтрон (примем его массу за единицу), движущийся со скоростью v' , сталкивается с неподвижным ядром массой A (тепловым движением ядер пренебрегаем, то есть принимаем $w' = 0$). Из закона сохранения импульса при рассеянии следует

$$v' = Av + v, \quad (2.16)$$

из закона сохранения энергии

$$\frac{v'^2}{2} = \frac{Aw^2}{2} + \frac{v^2}{2} + E^*. \quad (2.17)$$

Здесь v – скорость нейтрона, w – скорость ядра отдачи после рассеяния, E^* – энергия возбуждения ядра в результате взаимодействия.

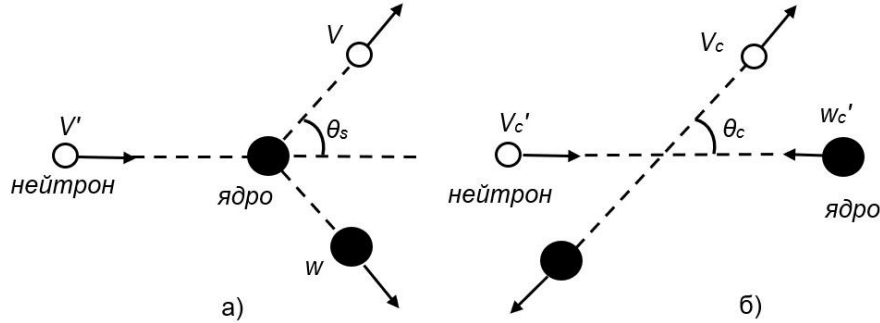


Рис. 2.5. Схема перемещения ядра и нейтрона при рассеянии в лабораторной системе координат (а) и в системе центра масс инерции (б)

Из аналогичного рассмотрения взаимодействия нейтрона с ядром в центре инерции, в которой центр масс системы ядро-нейтрон покоится, а угол рассеяния нейтрона равен θ_c , получают скорость нейтрона v_c в этой системе после рассеяния

$$v_c^2 = \frac{v'^2 A^2}{(A+1)^2} - \frac{E^* 2A}{A+1}. \quad (2.18)$$

В лабораторной системе скорость нейтрона после столкновения:

$$v = v_c + V_c. \quad (2.19)$$

то есть

$$v^2 = v_c^2 + V_c^2 + 2v_c V_c \cos(\theta_c). \quad (2.20)$$

Здесь $V_c = \frac{v'}{A+1}$ – скорость движения центра масс. Подставив в (2.20) известные значения v_c и V_c и перейдя к энергетической переменной $E' = \frac{v'^2}{2}$, $E = \frac{v^2}{2}$, получим связь энергии нейтрона до рассеяния E' и после рассеяния E

$$E = E' \left(1 - \frac{2A}{(A+1)^2} \left(1 + \frac{A+1}{2} \frac{E^*}{E'} - \sqrt{1 - \frac{A+1}{2} \frac{E^*}{E'} \cos(\theta_c)} \right) \right). \quad (2.21)$$

Отсюда следует, что неупругое рассеяние нейтрона, сопровождающееся возбуждением ядра с энергией возбуждения E^* , возможно лишь при $E' > E^* \frac{A+1}{A}$. При упругом рассеянии ($E^* = 0$) формула (2.21) упрощается:

$$\frac{E}{E'} = \frac{A^2 + 2A \cos(\theta_c) + 1}{(A+1)^2}. \quad (2.22)$$

Как видно, потеря энергии нейтроном зависит от угла его рассеяния и при «касательном» упругом рассеянии без изменения направления движения ($\cos(\theta_c) = 1$) энергия нейтрона не изменяется. При рассеянии назад ($\cos(\theta_c) = -1$) потеря энергии максимальна, и при этом

$$\frac{E}{E'} = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 = \alpha. \quad (2.23)$$

Отсюда минимальная энергия после рассеяния $E_{\min} = \alpha E'$, а максимальная потеря энергии

$$\Delta E_{\text{зам}} = E' - E_{\min} = \frac{4AE'}{(A+1)^2}, \quad (2.24)$$

то есть чем больше масса ядра, тем меньше потеря энергии нейтроном.

При использовании выражения (2.23) для α формула (2.22) принимает вид

$$E = \left(\frac{E'}{2} \right) (1 + \alpha - (1 - \alpha) \cos(\theta_c)). \quad (2.25)$$

При $A = 1$, то есть при $\alpha = 0$, потеря энергии при $\cos(\theta_c) = -1$ является полной, то есть $E_{\min} = 0$.

Из формулы (2.22) можно получить

$$\cos(\theta_c) = 1 - \frac{(A+1)^2}{2A} \left(1 - \frac{E}{E'} \right). \quad (2.26)$$

Косинус угла рассеяния в лабораторной системе координат при упругом рассеянии

$$\cos(\theta_s) = \frac{1 + A \cos(\theta_c)}{\sqrt{1 + 2A \cos(\theta_c) + A^2}}, \quad (2.27)$$

а при выражении через E' и E

$$\cos(\theta_s) = \frac{A+1}{2} \sqrt{\frac{E}{E'}} - \frac{A-1}{2} \sqrt{\frac{E'}{E}}. \quad (2.28)$$

В частности для водорода $\cos(\theta_s) = \sqrt{\frac{E}{E'}}$, и так как $E \geq 0$, то $\cos(\theta_c) \geq 0$.

2.3. Взаимодействие тяжелых заряженных частиц с веществом

Основная особенность быстрых заряженных частиц при прохождении через вещество заключается в их способности при неупругих взаимодействиях терять энергию на ионизацию и возбуждение атомов среды. Для легких частиц (электронов и позитронов) существенным видом энергетических потерь при достаточно высоких энергиях и в тяжелых средах является процесс тормозного излучения, обратно пропорциональная зависимость интенсивности которого от массы частицы приводит к незначительным потерям энергии на излучение для тяжелых частиц (протонов, α -частиц, тяжелых ядер). Энергию, теряемую на ионизацию и возбуждение, можно считать локально поглощенной вблизи трека частицы в отличие от радиационных потерь энергии, обусловленных генерацией проникающего фотонного излучения.

Вследствие упругого рассеяния на ядрах заряженные частицы испытывают большое число отклонений, в основном на малые углы, в результате чего их траектории становятся отличными от прямолинейных. Этот эффект наиболее существенен для легких частиц; для быстрых тяжелых частиц на любых глубинах, вплоть до их полной остановки, угол отклонения незначителен.

Потери энергии заряженных частиц на ионизацию и возбуждение атомов вещества в целом принято называть ионизационными. Мы рассмотрим два подхода к описанию потерь энергии тяжелой заряженной частицы на единице длины пробега.

2.3.1. Ионизационные потери энергии тяжелой заряженной частицы в среде – квазиклассическое описание

Сначала рассчитаем потери энергии, вносимые отдельным электроном, а затем просуммируем эти потери по всем электронам среды. Таким образом, расчет будем проводить в приближении парных столкновений, то есть будем считать, что взаимодействие каждого электрона с рассматриваемой частицей происходит так, как если бы других электронов не было. А поскольку энергия частицы предполагается высокой, электрон, с которым она взаимодействует, можно считать свободным. Более того, можно предполагать, что этот электрон покоится. Оправданием этого может служить следующее замечание: электрон входит в состав атомов и молекул и в среднем перемещается с ними с тепловыми скоростями. Сама же движущаяся частица имеет скорость, близкую к скорости света, или отличается от нее примерно на порядок.

Только после ионизации электрон теряет связь с атомом или молекулой и начинает быстро набирать скорость, а поэтому предположение о неподвижности электрона может и не совсем выполняться. Но процесс ионизации происходит на малых расстояниях от движущейся частицы, так что ускорение электрона совершается кратковременно, и можно думать, что оно не играет существенной роли. Саму частицу, как уже было выяснено выше, при расчете можно считать движущейся прямолинейно с постоянной скоростью v .

Однократно заряженная частица с зарядом q , движущаяся мимо электрона A в направлении оси x , притягивает электрон с силой

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{r^2}. \quad (2.29)$$

Последняя за время dt сообщает ему импульс Fdt . Продольная составляющая этого импульса не имеет значения, так как при переходе частицы через точку O она меняет знак. В результате приращение продольной составляющей будет компенсировано ее убыванием. Только поперечная составляющая импульса электрона представляет интерес в нашей задаче. Обозначим поперечную составляющую импульса просто через p . Тогда $dp = -F \sin\varphi dt$, или

$$dp = -\frac{F \sin \varphi}{v} dx, \quad (2.30)$$

где dx – путь, пройденный частицей за время dt . Но $x = b \cot \varphi$, $r = \frac{b}{\sin \varphi}$, а b в нашем предположении остается постоянным. Таким образом, приняв на независимую переменную угол φ , получим

$$dp = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2 \sin \varphi}{bv} d\varphi. \quad (2.31)$$

Полный поперечный импульс, полученный электроном, найдется интегрированием по φ от 0 до π . Таким путем находим

$$p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2q^2}{bv}. \quad (2.32)$$

Электрон получит энергию $p^2/2m$, и такую же энергию потеряет частица (m – масса электрона).

Допустим теперь, что частица пересекает бесконечный плоскопараллельный слой вещества толщиной dx , в единице объема которого содержится n электронов. В части этого слоя, ограниченной цилиндрическими поверхностями с радиусами b и $b + db$, находится $dN = 2\pi n b db dx$ электронов. Если, как это предположено выше, электроны действуют независимо друг от друга, то взаимодействие частицы с dN электронами вызовет потерю ее

энергии на величину $-\frac{p^2}{2m} dN$. Полная потеря энергии частицы на единице длины будет, таким образом

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4\pi n q^4}{mv^2} \int \frac{db}{b}, \quad (2.33)$$

где интегрирование распространено на всю область, заполненную электронами, существенно влияющими на торможение частицы. Строго говоря, этот способ выражения не совсем точен, так как он предполагает, что в этой области взаимодействие частицы с электронами происходит именно по той схеме, которая применялась при вычислении. Но это далеко не так. Такая схема заведомо неприменима для слишком больших и слишком малых значениях параметра b , а при промежуточных значениях применима только приближенно. Тем не менее, сознательно идя на потерю математической строгости, мы примем эту схему при промежуточных значениях, поскольку она здесь физически оправдана. Нельзя только производить интегрирование в пределах от $b = 0$ до $b = +\infty$, так как это приводит к расходящемуся интегралу, что физически означает мгновенное торможение частицы, а это бессмысленно. Поэтому интегрирование в формуле (2.33) следует проводить в пределах от некоторого минимального значения $b = b_{min}$ до некоторого максимального значения $b = b_{max}$. Определение этих пределов представляет наиболее трудную часть задачи, которая вряд ли может быть решена с полной математической строгостью и достаточной физической ясностью. К счастью, в подавляющем большинстве случаев достаточно ограничиться сравнительно грубыми физически оправданными оценками. Приведем одну из наиболее простых таких оценок.

Выясним, прежде всего, почему необходимо ограничить верхний предел в интеграле (2.33). Это ограничение связано с квантовыми свойствами среды. Для возбуждения атома внешнее воздействие должно быть достаточно сильным. Оно должно быть в состоянии перевести атом с одного энергетического уровня на другой. В противном случае атом

возбуждаться не будет. Такой атом не влияет на замедление движущейся частицы и не вносит никакого вклада в интеграл (2.33). Следующая элементарная оценка позволяет уяснить суть дела. Движущаяся частица эффективно воздействует на электрон в течение времени $\tau \sim b/v$. Кулоновская сила, действующая на электрон,

$$F \sim \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{b^2}. \quad (2.34)$$

Импульс, приобретаемый электроном, пропорционален

$$F\tau \sim \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{bv}, \quad (2.35)$$

то есть он тем меньше, чем больше b . Если b превышает некоторую величину b_{max} , то соответствующий электрон не должен приниматься во внимание. Но если электрон рассматривается в течение времени τ , то его энергия не строго определена, и эта неопределенность ΔE ограничена соотношением $\tau\Delta E \approx \hbar$. Ориентировочно атом будет возбуждаться только тогда, когда ΔE не меньше \bar{I} , где \bar{I} – средний ионизационный потенциал атома. Полагая $\Delta E = \bar{I}$, получаем оценку $\tau = \frac{\hbar}{\bar{I}}$ для времени эффективного взаимодействия электрона с рассматриваемой частицей. За это время частица проходит расстояние, которое можно взять в качестве грубого приближения для верхнего предела

$$b_{max} = \frac{\hbar v}{\bar{I}}. \quad (2.36)$$

Определим теперь нижний предел интеграла в формуле (2.33). Согласно соотношению неопределенностей импульс частицы $p = mv$ и ее расстояние b до электрона должны удовлетворять условию $bp \geq \hbar$. Поэтому с квантовой точки зрения в качестве нижнего предела естественно принять выражение

$$b_{min} = \frac{\hbar}{mv}. \quad (2.37)$$

В результате путем комбинации формул (2.33), (2.36) и (2.37) получается формула Бора

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4\pi q^4}{mv^2} \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4\pi q^4}{mv^2} \ln\left(\frac{mv^2}{\bar{I}}\right). \quad (2.38)$$

Если же в формулу (2.38) ввести кинетическую энергию частицы $E = Mv^2/2$, то получится

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2\pi q^4}{E} \frac{M}{m} \ln\left(\frac{2E}{\bar{I}} \frac{m}{M}\right). \quad (2.39)$$

Не следует слишком смущаться грубостью оценок пределов b_{min} и b_{max} , которые произведены при выводе формул (2.38) и (2.39), так как в них входит логарифм отношения этих пределов, который слабо зависит от погрешностей, вносимых при оценке b_{min} и b_{max} .

2.3.2. Ионизационные потери энергии тяжелой заряженной частицы в среде – диэлектрический формализм

В конденсированной среде во взаимодействие с пролетающей частицей может вовлекаться одновременно много атомов. Влияние этого обстоятельства на потерю энергии частицей является, с макроскопической точки зрения, результатом диэлектрической поляризации среды ее зарядом.

Выясним прежде всего условия, допускающие макроскопическое рассмотрение этого явления. В спектральное разложение поля, создаваемого движущейся (со скоростью v) частицей на расстоянии r от ее пути, входят главным образом частоты порядка v/r (обратное «время столкновения»). Ионизацию же атома могут производить компоненты поля с частотами $\omega \geq \omega_0$, где ω_0 – некоторая средняя частота, отвечающая движению большинства электронов атомов. Поэтому частица будет взаимодействовать одновременно со многими атомами, если длина волны v/ω велика по сравнению с межуатомными расстояниями; в конденсированных телах последние совпадают (по порядку величины) с размерами a самих атомов. Таким образом, мы приходим к условию $v \gg a\omega_0$, то есть скорость ионизирующей частицы должна быть велика по сравнению со скоростями атомных электронов (или по крайней мере большинства из них).

Определим поле, создаваемое заряженной частицей, движущейся в материальной среде. В нерелятивистском случае достаточно рассмотреть лишь электрическое поле, определяющееся одним только скалярным потенциалом φ . Последний удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\widehat{\varepsilon}\varepsilon_0\Delta\varphi = -q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \quad (2.40)$$

в котором диэлектрическая проницаемость понимается в операторном смысле, а выражение $q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t)$ в правой стороне равенства есть плотность, создаваемая точечным зарядом q , движущимся с постоянной скоростью v .

Разложим φ в интеграл Фурье по координатам

$$\varphi = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_k \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \frac{d^3k}{(2\pi)^3}. \quad (2.41)$$

Применив к обеим частям этого равенства оператор Лапласа, найдем, что компонента Фурье от $\Delta\varphi$ равна

$$(\Delta\varphi)_k = -k^2\varphi_k. \quad (2.42)$$

С другой стороны, взяв компоненту Фурье от обеих сторон уравнения (2.40), имеем

$$\widehat{\varepsilon}\varepsilon_0(\Delta\varphi)_k = -\int q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t)\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r})dV = -q\exp(-i\mathbf{v}\mathbf{k}t). \quad (2.43)$$

Сравнив две формулы, получаем

$$\widehat{\varepsilon}\varphi_k = \frac{q}{k^2\varepsilon_0}\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{v}t). \quad (2.44)$$

Отсюда видно, что φ_k зависит от времени посредством множителя $\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{v}t)$. Но оператор $\widehat{\varepsilon}$, действуя на функцию $\exp(-i\omega t)$, умножает ее на $\varepsilon(\omega)$. Поэтому окончательно имеем для φ_k следующее выражение

$$\varphi_k = \frac{q}{k^2 \varepsilon(\mathbf{k}\mathbf{v}) \varepsilon_0} \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{v}). \quad (2.45)$$

Компонента Фурье напряженности электрического поля связана с компонентом Фурье потенциала посредством

$$\mathbf{E}_k \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) = -\nabla(\varphi_k \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})) = -i\mathbf{k} \varphi_k \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}). \quad (2.46)$$

Таким образом,

$$\mathbf{E}_k = -i\mathbf{k} \varphi_k = -\frac{q i \mathbf{k}}{k^2 \varepsilon(\mathbf{k}\mathbf{v}) \varepsilon_0} \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{v}). \quad (2.47)$$

Полная напряженность электрического поля получается обратным суммированием ее компонент Фурье

$$\mathbf{E} = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_k \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}. \quad (2.48)$$

Интересующая нас потеря энергии движущейся частицей есть не что иное, как работа, производимая обратной силой торможения $q\mathbf{E}$, действующая на частицу со стороны создаваемого ею электрического поля. Взяв значение поля в точке $\mathbf{r} = \mathbf{v}t$, в которой находится частица, мы получим в подынтегральном выражении в (2.48) множитель $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{v})$, который сокращается с множителем $\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{v})$ в выражении (2.47) для \mathbf{E}_k . Поэтому сила торможения \mathbf{F} дается следующим интегралом

$$\mathbf{F} = -\frac{q^2 i}{\varepsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathbf{k}}{k^2 \varepsilon(\mathbf{k}\mathbf{v})} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}. \quad (2.49)$$

Заранее очевидно, что сила \mathbf{F} направлена против скорости частицы \mathbf{v} ; направление последней выберем вдоль оси x . Введя обозначения $k_x v = \omega$, $k_{\perp} = \sqrt{k_y^2 + k_z^2}$ и заменив $dk_y dk_z$ на $2\pi k_{\perp} dk_{\perp}$, перепишем абсолютную величину F в виде

$$F = \frac{q^2 i}{4\pi^2 \varepsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{k_{\perp 0}} \frac{k_{\perp} \omega}{\varepsilon(\omega)(q^2 k_{\perp}^2 + \omega^2)} dk_{\perp} d\omega, \quad (2.50)$$

где верхний предел интегрирования будет определен ниже.

Необходимо сделать еще замечание по поводу интегрирования по $d\omega$ в формуле (2.50). При $\omega \rightarrow \infty$ функция $\varepsilon(\omega) \rightarrow 1$ и интеграл расходится (логарифмически). Это обстоятельство связано с тем, что из электрического поля \mathbf{E} в действительности надо бы вычесть то электрическое поле, которое имелось бы при движении частицы в пустоте (то есть при $\varepsilon = 1$); ясно, что это электрическое поле не имеет отношения к торможению частицы в веществе. Такое вычитание привело бы к замене в подынтегральном выражении $1/\varepsilon$ на $1/\varepsilon - 1$, после чего интеграл будет сходиться. Можно, однако, достичь такого же результата без указанной замены, если условиться понимать интегрирование в пределах от $-\Omega$ до Ω , после чего $\Omega \rightarrow \infty$. Ввиду четности функции $\varepsilon'(\omega)$ вещественная часть подынтегрального выражения есть нечетная функция частоты и при таком способе интегрирования дает нуль; интеграл же от мнимой части подынтегрального выражения сходится.

Ниже нам будет иногда удобно пользоваться обозначением

$$\frac{1}{\varepsilon(\omega)} = \eta(\omega) = \eta'(\omega) + i\eta''(\omega), \quad (2.51)$$

где $\eta'(\omega)$, $\eta''(\omega)$ – соответственно четная и нечетная функции, причем $\eta'' = -\varepsilon''/|\varepsilon|^2 < 0$. Формулу (2.49) можно переписать в явно вещественном виде

$$F = \frac{q^2}{2\pi^2 \varepsilon_0} \int_0^{\infty} \int_0^{k_{\perp 0}} \frac{k_{\perp} \omega |\eta''(\omega)|}{q^2 k_{\perp}^2 + \omega^2} dk_{\perp} d\omega, \quad (2.52)$$

Потеря энергии частицей на единице длины ее пути $-\frac{dE}{dx}$ есть работа силы торможения на этом пути, то есть как раз совпадает с величиной F .

Согласно общим правилам квантовой механики фурье-компонента электрического поля с волновым вектором \mathbf{k} передает ионизационному электрону (δ -электрону) импульс $\hbar\mathbf{k}$.

При достаточно больших значениях k ($k \gg \omega/v$) имеем $k^2 = k_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{v^2} \approx k_{\perp}^2$, так что передаваемый импульс приближенно совпадает с $\hbar k_{\perp}$. Заданному значению k_{\perp} соответствуют столкновения с прицельным расстоянием $\sim 1/k_{\perp}$. Поэтому условие применимости рассматриваемого макроскопического метода требует $1/k_{\perp} \gg a$. В соответствии с этим выберем в качестве верхнего предела интегрирования значение $k_{\perp 0}$, удовлетворяющее условию $\frac{\omega}{v} \ll k_{\perp 0} \ll \frac{1}{a}$; величина $F(k_{\perp 0})$ есть торможение быстрой частицы с передачей атомному электрону импульса не превышающего $\hbar k_{\perp 0}$.

Произведя в (2.52) интегрирование по dk_{\perp} , получим

$$F(k_{\perp 0}) = \frac{q^2}{2\pi^2 v^2 \varepsilon_0} \int_0^{\infty} \omega |\eta''(\omega)| \ln\left(\frac{k_{\perp 0} v}{\omega}\right) d\omega. \quad (2.53)$$

Эта формула в своем общем виде уже не может быть преобразована дальше, поэтому конкретизируем выражение для диэлектрической проницаемости, простейшее из которых выводится в рамках модели Друде.

Запишем уравнение движения электрона во внешнем монохроматическом электрическом поле вдоль оси x

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + m\Gamma \frac{dx}{dt} = -qE_0 \exp(-i\omega t), \quad (2.54)$$

где Γ – феноменологический коэффициент, обуславливающий затухание, связанное со столкновениями электронов с ионами.

Решая уравнение (2.54) относительно x , получаем скорость электрона

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{i\omega}{m(\omega^2 + i\Gamma\omega)} qE_0. \quad (2.55)$$

Тогда плотность тока проводимости можно записать

$$j = qn \frac{dx}{dt} = -qn \frac{i\omega}{m(\omega^2 + i\Gamma\omega)} qE_0 = \frac{\omega_p^2}{\Gamma - i\omega} \varepsilon_0 E_0, \quad (2.56)$$

где ω_p – ленгмюровская частота, вычисляемая как

$$\omega_p = q \sqrt{\frac{n}{\varepsilon_0 m}}. \quad (2.57)$$

С другой стороны, плотность тока определяется как

$$j = \sigma E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \varepsilon_0 E, \quad (2.58)$$

где σ – удельная проводимость плазменной среды.

Сравнив (2.56) и (2.58), можно записать

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\omega_p^2}{\Gamma - i\omega} = \frac{\Gamma}{\frac{\Gamma^2}{\omega_p^2} + \frac{\omega^2}{\omega_p^2}} + i \frac{\omega}{\frac{\Gamma^2}{\omega_p^2} + \frac{\omega^2}{\omega_p^2}}. \quad (2.59)$$

Значение величины коэффициента Γ обычно на два порядка меньше значения ленгмюровской частоты ω_p , поэтому выражение (2.59) можно упростить

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} \approx \omega_p^2 \left(\frac{\Gamma}{\omega^2} + i \frac{1}{\omega} \right). \quad (2.60)$$

Свяжем удельную проводимость с диэлектрической проницаемостью. Для этого воспользуемся уравнениями Максвелла

$$\text{rot} \mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{j}, \quad (2.61)$$

\mathbf{E} и \mathbf{H} комплексные векторы напряженности электрического и магнитного полей электромагнитной волны. Из (2.61) следуют выражения для электрического и магнитного полей

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_k \exp(i\omega t), \\ \mathbf{H} &= \mathbf{H}_k \exp(i\omega t), \end{aligned} \quad (2.62)$$

где \mathbf{E}_k и \mathbf{H}_k комплексные амплитуды напряженностей электрического и магнитного полей. В этом случае комплексную амплитуду плотности тока \mathbf{j} можно записать как

$$\mathbf{j}_k = \sigma \mathbf{E}_k. \quad (2.63)$$

Подставляя (2.62), (2.63) в (2.61), интегрируя по времени, получаем

$$\text{rot} \mathbf{H}_k = -i\omega \varepsilon_0 \left(1 + i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} \right) \mathbf{E}_k = -i\omega \varepsilon_0 \varepsilon(\omega) \mathbf{E}_k. \quad (2.64)$$

Таким образом, комплексная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ вычисляется как

$$\varepsilon(\omega) = 1 + i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega}. \quad (2.65)$$

Подставив (2.60) в (2.65), получим

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon' + i\varepsilon'' = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + i\Gamma \frac{\omega_p^2}{\omega^3}. \quad (2.66)$$

Таким образом, при больших значениях аргумента функция $\varepsilon(\omega)$ определяется формулой

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{q^2 n}{\varepsilon_0 m \omega^2}. \quad (2.67)$$

Вернемся к расчету силы торможения и предварительно вычислим интеграл

$$\int_0^{\infty} \omega |\eta''(\omega)| d\omega = -\frac{i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega}{\varepsilon(\omega)} d\omega. \quad (2.68)$$

Для этого замечаем, что если производить интегрирование в комплексной плоскости ω по контуру, состоящему из вещественной оси и бесконечно удаленной верхней полуокружности σ , то интеграл обратится в нуль, так как подынтегральное выражение не имеет полюсов в верхней полуплоскости. Интегрирование по бесконечно удаленной полуокружности σ производится с помощью формулы (2.67), и в результате получаем

$$-\int_0^{\infty} \omega |\eta''(\omega)| d\omega = -i \frac{q^2 n}{2m\varepsilon_0} \int_{\sigma} \frac{d\omega}{\omega} = \frac{\pi q^2 N}{2m\varepsilon_0}. \quad (2.69)$$

Введем некоторое среднее значение частоты движения атомных электронов, определяемое равенством

$$\ln \bar{\omega} = \frac{\int_0^{\infty} \omega |\eta''(\omega)| \ln \omega d\omega}{\int_0^{\infty} \omega |\eta''(\omega)| d\omega} = \frac{2m\varepsilon_0}{\pi q^2 n} \int_0^{\infty} \omega |\eta''(\omega)| \ln \omega d\omega. \quad (2.70)$$

С помощью этого обозначения формула (2.53) запишется в виде

$$F(k_{\perp 0}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{4\pi n q^2}{mv^2} \ln \frac{k_{\perp 0} v}{\omega}. \quad (2.71)$$

Сделаем в этом месте следующее замечание. По виду формулы (2.52) или (2.70) можно было бы думать, что заметный вклад в ионизационное торможение (2.71) вносят только те области частот, в которых имеется существенное поглощение. Это, однако, необязательно, и в указанных формулах может содержаться заметный вклад также от областей, в которых ε'' мало. Дело в том, что в таких областях функция $\varepsilon(\omega) \approx \varepsilon'(\omega)$ может проходить через нуль, а нули $\varepsilon(\omega)$ являются полюсами подынтегрального выражения в (2.50). В действительности, конечно, $\varepsilon''(\omega)$ не равно нулю строго, и поэтому нуль функции $\varepsilon(\omega)$ расположен не на самой вещественной оси, а чуть ниже ее. Это значит, что при использовании проходящего через нуль

вещественного выражения для $\varepsilon(\omega)$ полюс подынтегрального выражения должен быть обойден сверху, и это дает соответствующий вклад в интеграл.

Определим теперь значение $k_{\perp 0}$. При классическом рассмотрении скорость, сообщаемая электрону при лобовом столкновении с тяжелой частицей, не может превышать $2v$. Следовательно, максимальный передаваемый импульс $\hbar k_{\perp 0} = 2mv$. Подставляя полученное выражение в формулу (2.71), получим выражение (2.38), если под средним ионизационным потенциалом атома понимать $\bar{I} = 2\hbar\bar{\omega}$.

Заключение

Несмотря на длительную историю, теория взаимодействия ионизирующих излучений с веществом продолжает развиваться. Появляются новые физические модели и методы аналитического и численного расчета. Во многом это обусловлено развитием предметной области приложения указанной теории: технологии изготовления изделий микро- и наноэлектроники, а также применению дискретных полупроводниковых приборов и интегральных схем в условиях воздействия ионизирующих излучений различной физической природы. Рассмотренные в данном учебном пособии основы теории взаимодействия ионизирующих излучений с веществом дают необходимый фундамент для дальнейшего изучения классических монографий и периодической литературы.

Список литературы

1. Кулаков В.М., Ладугин Е.А., Шаховцов В.И., Вологдин Э.Н., Андреев Ю.Н. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. – М.: Советское радио, 1980. – 224 с.
(https://www.studmed.ru/ladygin-ea-deystvie-pronikayuschey-radiacii-na-izdeliya-elektronnoy-tehniki_4151c2ff067.html)
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том 5, часть 2. Ядерная физика. – М., 1987. – 424 с.
(<http://e-lib.unn.ru/MegaPro/Web/SearchResult/ToPage/1>)
3. Мырова Л.О., Чепиженко А.З. Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим и электромагнитным излучениям. – М.: Радио и связь, 1988. – 296 с.
(https://www.studmed.ru/myrova-lo-chepizhenko-az-obespechenie-stoykosti-apparatury-svyazi-k-ioniziruyuschim-i-elektromagnitnym-izlucheniya_131176be4cc.html)
4. Гусев Н.Г., Климанов В.А., Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений: В 2 т. Т. 1. Физические основы защиты от излучений – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
(https://www.studmed.ru/view/gusev-ng-zaschita-ot-ioniziruyuschih-izlucheniya-tom-1-fizicheskie-osnovy-zaschity-ot-izlucheniya_2805dc610c3.html?page=1)

Сергей Владимирович **Оболенский**
Александр Сергеевич **Пузанов**
Елена Александровна **Тарасова**

**ОСНОВЫ ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ
С ВЕЩЕСТВОМ**

Учебно-методическое пособие

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего
профессионального образования
«Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского».
603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.

Подписано в печать 30.05.2023. Формат 60×84 1/16.

Бумага офсетная. Печать офсетная. Гарнитура Таймс.

Усл. печ. л. 2,1. Заказ № 153. Тираж 50 экз.

Отпечатано в типографии Нижегородского госуниверситета
им. Н.И. Лобачевского.

603000, г. Нижний Новгород, ул. Большая Покровская, 37.