

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова
Физический факультет



БИБЛИОТЕКА МЕДИЦИНСКОГО ФИЗИКА

А.П. Черняев, А.В. Белоусов, Е.Н. Лыкова

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Учебное пособие

*Рекомендовано методической комиссией
отделения ядерной физики
физического факультета МГУ*

Москва 2019

УДК 61:53(075.9)

ББК 53.6

Ч 49

Ч 49 Черняев А.П., Белоусов А. В., Лыкова Е. Н.

Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом:
Учеб. пособие — М.: ООП физического факультета МГУ,
2019.— 104 с.: с ил.— (Библиотека медицинского физика)
ISBN 978–5–6042768–5–3

Серия основана в 2017 году.

Редакционная коллегия: д.ф. — м.н. А. П. Черняев (главный редактор); д.б. н. В. В Розанов (зам. главного редактора); д.т. н. Б. Я. Наркевич; к.ф. — м.н. С. М. Варзарь; к.ф. — м.н. А. В. Белоусов; к.ф. — м.н. П. Ю. Борщegovская; к.ф. — м.н. У. А. Близнюк; к.т. н. М. В. Желтоножская; Е. Н. Лыкова

Настоящее учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся по специальностям физика ядра и частиц, физика и техника ускорителей, медицинская физика, а также для слушателей по программе переподготовке медицинских физиков. Пособие полезно студентам, аспирантам и специалистам, использующим ионизирующие излучения в радиобиологии и медицине, радиохимии, радиационных технологиях в промышленности и других областях.

УДК 61:53(075.9)

ББК 53.6

ISBN 978-5-6042768-5-3

© Коллектив авторов, 2019

Содержание

Введение	4
Глава 1. Основные понятия	12
Глава 2. Взаимодействие тяжелых заряженных частиц с веществом	27
Глава 3. Взаимодействие электронов с веществом	43
3.1. Ионизационные потери энергии электронами.....	47
3.2. Радиационные потери энергии электронами	50
Глава 4. Взаимодействие фотонов с веществом.....	63
4.1. Механизмы взаимодействия фотонов с атомами.....	68
4.2. Взаимодействие рентгеновского излучения с атомами.....	78
4.3. Взаимодействие фотонов с атомными ядрами.....	82
Глава 5. Взаимодействие нейтронов с веществом	86
Приложение	96
Литература	103

Введение

Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом — один из важнейших разделов ядерной физики.

Пучки ионизирующих излучений можно получить из естественных радиоактивных веществ, из космических лучей, из ускорителей и реакторов. С начала двадцатого века их получали из радиоактивных веществ.

В тридцатые и сороковые годы для исследования взаимодействия с веществом активно использовалось космическое излучение. Свойства мюонов, пионов и других элементарных частиц до 50-х годов исследовали при регистрации космических лучей.

С середины тридцатых годов ионизирующие излучения стали получать на ускорителях заряженных частиц. Их интенсивность и энергия стали существенно выше. Начиная с пятидесятих годов, большинство элементарных частиц стали получать на ускорителях. Это позволило детальнее исследовать различные характеристики взаимодействия частиц с веществом.

В сороковые годы физики научились получать пучки нейтронов из реакторов в широком интервале энергий.

На ускорителях и реакторах при взаимодействии с веществом пучков первичных частиц (электронов, протонов и нейтронов) физики научились получать пучки вторичных частиц: нейтронов, π -мезонов, K -мезонов (каонов), нейтрино, античастиц — позитронов и антипротонов, а также тормозного, синхротронного, черенковского и переходного излучений.

Исторической датой открытия ионизирующего излучения можно считать обнаружение в 1895 году Рентгеном¹ лучей, которые способны проходить сквозь вещество. Хотя катодные лучи были открыты Ю. Плюккером раньше в 1859 году. В 1896 году А. Беккерелем² была открыта радиоактивность некоторых веществ.

Открытие ионизирующих излучений послужило зарождению физики атома и ядра.

Физики начали исследовать свойства открытых проникающих излучений. Оказалось, что существуют разные виды ионизирующих излучений. В 1899 году Э. Резерфордом были открыты частицы, испускаемые образцом урана, помещенного в магнитное поле — положительно заряженные α -частицы

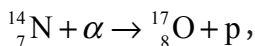
¹К. В. Рентгену к моменту его великого открытия было 50 лет. Он руководил институтом и кафедрой физики Вюрцбургского университета. 8 ноября 1895 года Рентген закончил поздно вечером свои эксперименты в лаборатории, помещавшейся этажом ниже его квартиры. Погасив свет в комнате, он заметил в темноте свечение, исходившее от кристаллов платино-синеродистого бария. Оказалось, что находившаяся поблизости круковса трубка, обернутая в черную бумагу была под высоким напряжением, которое Рентген забыл выключить перед уходом. Свечение прекращалось, как только выключался ток и вновь возникало при его включении. Катодные и видимые лучи не проникали сквозь бумагу, и ученого осенила мысль о том, при прохождении тока через трубку в ней возникают какие-то неизвестные лучи, которые он назвал X-лучами.

²Профессор физики Парижского музея естественной истории А. Беккерель, известный в мире ученый в области люминесценции, стал интересоваться открытыми В. Рентгеном X-лучами. Исследуя индуцируемое солнечным светом свечение различных минералов, он обнаружил, что оно возникает при освещении солей урана. Оказалось, что если такую соль положить на завернутую в черную бумагу фотопластинку и выставить на Солнце, то при проявлении пластинка засвечивалась лишь в том месте, где лежала соль, Беккерель решил повторить наблюдение. Однако день оказался пасмурным, и опыт пришлось отложить, а пластинка, обернутая в черную непроницаемую для света бумагу с наложенной на нее солью урана была оставлена в темном ящике письменного стола. Через два дня 1 марта 1896 года снова выдался солнечный день и опыт можно было повторить. Но, движимый интуицией, ученый решил проявить пластинку, не освещая ее Солнцем. К удивлению на пластинке оказались точные очертания образца солей урана. Так было установлено, что уран произвольно, независимо от солнечного света испускает невидимые глазу «урановые лучи».

и отрицательно заряженные β -частицы, а в 1900 году П. Виллард открыл нейтральное излучение — γ -лучи. Все эти излучения стали использоваться для изучения строения вещества.

В результате анализа опытов по взаимодействию α -частиц с золотой фольгой в 1911 году Э. Резерфорд установил существование внутри атома маленького, но массивного ядра и предложил планетарную модель атома.

В 1911 году независимо друг от друга Фаянс и Содди установили, что при испускании радиоактивных лучей происходят превращения одних химических элементов в другие. Оказалось, что при взаимодействии проникающих лучей с веществом может происходить изменение состава ядра, так что ядро одного химического элемента может превратиться в ядро другого элемента. С этого момента начинается исследование ядра. Первая искусственная реакция под действием α -частиц была осуществлена на азоте Э. Резерфордом в 1919 году:



Причем она свидетельствовала о наличии протонов внутри ядра.

При взаимодействии α -лучей с бериллием Ф. Жолио — Кюри обнаружил нейтральное глубоко проникающее излучение, которое впоследствии в 1932 году Чедвик объяснил, как поток нейтральных частиц (нейтронов) с массой почти равной массе протона. Таким образом, исследование процессов воздействия ионизирующего излучения на вещество привело к созданию модели атомного ядра.

Английским физиком П. Дираком в 1930 году из развитой им теории электрона было теоретически предсказано существование античастиц. Экспериментальное подтверждение существования античастиц (позитронов) в космических лучах было сделано в 1932 году американским физиком

К. Андерсоном. Это открытие послужило началом исследования взаимодействия с веществом античастиц.

Исследования взаимодействия фотонов с веществом начались еще в девятнадцатом веке. Экспериментально был установлен факт передачи энергии света веществу, улучшавший его проводимость, который получил название фотоэффекта. Первые сведения о фотоэффекте относятся к 1839 году, когда А. Беккерель наблюдал явление фотоэффекта в электролите. Фотоэффект исследовался У. Смитом, Г. Герцем, русским ученым А. Столетовым, который открыл первый закон внешнего фотоэффекта. Природа фотоэффекта была объяснена в 1905 году А. Эйнштейном (за работы по фотоэффекту в 1921 году он получил Нобелевскую премию). Дальнейшие исследования взаимодействия фотонов с веществом позволили американскому физiku А. Комптону в 1923 году установить механизм рассеяния фотонов на свободном электроны, который получил название эффекта Комптона³. Еще один механизм взаимодействия фотонов с веществом — рождение электрон-позитронных пар под действием γ -квантов из радиоактивных источников в 1933 году наблюдали, используя камеру Вильсона помещенную в магнитное поле, Ирен и Фредерик Жолио-Кюри.

Исследования взаимодействия ионизирующих излучений с веществом позволили открыть ряд радиационных излучений. В результате изучения взаимодействия электронов с веществом в 1931 году Зоммерфельдом была предложена теория тормозного излучения⁴ электронов. Она подтвердилась после создания ускорителей электронов и позволила на них получать пучки высокоэнергичных фотонов,

³ За открытие Комптон-эффекта в 1927 году А. Комптон, получил Нобелевскую премию.

⁴ Датой открытия тормозного излучения можно считать 1895 год, когда Рентген обнаружил лучи, проникающие сквозь непрозрачные предметы.

которым дали название тормозных. Кроме того, в течение десятилетия были открыты другие виды излучений, возникающих при взаимодействии электронов с веществом. Для незаряженных частиц — фотонов и нейтронов оказался справедливым закон экспоненциального уменьшения их числа с глубиной.

В 1934 году аспирантом С. И. Вавилова П. А. Черенковым был экспериментально обнаружен еще один вид излучения. Он, занимаясь исследованием γ -люминесценции растворов, заметил слабое голубое свечение жидкостей под действием фотонов. Вавилов доказал, что замеченное свечение — это не люминесценция. Его образуют быстрые электроны, возникающие в жидкости под действием фотонов. Теорию излучения разработали советские физики И. М. Франк и И. Е. Тамм⁵. В 1944 году советские физики Д. Д. Иваненко и И. Я. Померанчук опубликовали статью, в которой показали, что потери на магнитотормозное излучение⁶ в циклическом ускорителе пропорциональны четвертой степени энергии, до которой ускорены электроны. Визуально это излучение удалось наблюдать в 1947 году аспиранту Флойду Хаберу в лаборатории, руководимой Поллоком на одном из первых синхротронов фирмы «Дженерал электрик». Поскольку экспериментально излучение впервые было обнаружено на синхротроне, его и назвали синхротронным.

⁵ В 1958 году П. А. Черенкову, И. М. Франку и И. Е. Тамму была присуждена Нобелевская премия по физике.

⁶ Проблема излучения релятивистского заряда, движущегося по окружности, рассматривалась методами классической электродинамики Максвелла-Лоренца еще в конце XIX в. Новый интерес к проблеме излучения электронов при ускоренном движении в магнитном поле возник в связи с развитием техники электронных ускорителей, широко используемых для решения задач физики высоких энергий. После пуска в эксплуатацию первых индукционных циклических ускорителей — бетатронов, возникла проблема ограничения энергии электронов, достижимой в бетатроне.

Переходное излучение также было предсказано нашими учеными В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком в 1945 году. Они показали, что излучение должно возникать при пересечении электронами границы раздела двух сред. Они рассчитали рассеянную энергию в обе стороны от границы раздела, излучаемую назад — в среду, из которой выходит частица, и вперед.

Для тяжелых заряженных частиц (протонов и ионов) взаимодействие с веществом характеризуется своими особенностями. Экспериментально исследовались потери энергии, пробеги, углы рассеяния тяжелых заряженных частиц в веществе. В начале тридцатых годов проблемой теоретических расчетов потери энергии тяжелыми частицами в веществе занялся Ханса А. Бете. В 1932 году Блох развил его работу и получил хорошо известную формулу Бете-Блоха для тяжелых заряженных частиц и электронов.

Наличие непрерывного спектра электронов при β -распаде ядер привело к предположению В. Паули в 1930 году о существовании слабо взаимодействующей с веществом частицы, не обладающей зарядом и имеющей высокую проникающую способность, которую Энрико Ферми назвал нейтрино. Экспериментально нейтрино было открыто намного позже, в 1956 году в опытах К. Коуэна и Ф. Рейнеса.

Исследования взаимодействия тяжелых заряженных частиц с веществом привело к ряду важных для науки и практики открытий. У. Г. Брэггом еще в 1903 году было установлено, что при торможении тяжелых заряженных частиц в веществе плотность ионизации резко возрастает в конце пути, то есть веществу передается максимальная энергия. В результате в глубинном распределении дозы возникает максимум, который получил название пика Брэгга. Позднее экспериментально была измерена зависимость дозы от глубины, которая получила название кри-

вой Брэгга. Это открытие широко используется в лучевой терапии тяжелыми заряженными частицами. В 1961 году американскими физиками М. Т. Робинсоном и О. С. Оуэном было предсказано каналирование **заряженных частиц, которое** обнаружено в 1963–1965 годах несколькими группами экспериментаторов. Изучение взаимодействия протонов и ионов с кристаллами позволило в 1964 году сотруднику физического факультета МГУ А. Ф. Тулинову открыть эффект теней — возникновение характерных минимумов интенсивности (теней) в угловом распределении частиц, вылетающих из узлов кристаллической решётки. Этот эффект наблюдается для протонов, дейтронов и более тяжёлых ионов. Эффект теней тесно связан с *каналированием*. Исследования показали, что пробеги ионов в кристаллах оказываются большими, чем при прохождении аморфных сред. Заряженные частицы в кристаллах двигаются как бы между двумя плоскостями и, отражаясь от них, проходят большее расстояние, чем в аморфном веществе, где потери энергии частицами одинаковы при движении во всех направлениях. Используя пучки протонов и ионов можно исследовать структуру кристаллов.

Обширные экспериментальные исследования позволили изучить характеристики, свойства и механизмы взаимодействия с веществом различных видов ионизирующих излучений, в том числе состоящих из античастиц. В результате исследований стало известно соотношение различных механизмов взаимодействия частиц с веществом для разных энергий, величина и скорость передачи энергии единице массы вещества.

Ионизирующие излучения нашли широкое применение в различных научных направлениях и отраслях народного хозяйства. Они эффективны в ускорительной масс-спектропии небольших концентраций изотопов в геологии,

археологии; в ядерной астрофизике для исследования механизмов образования химических элементов во Вселенной; в космическом материаловедении; в решении проблемы управляемого термоядерного синтеза.

В медицине ионизирующие излучения применяются в лучевой терапии (медицинских ускорителях), ядерной медицине, лучевой диагностике (ПЭТ-томографии, гамма-камерах, рентгеновских аппаратах).

Радиационные технологии, использующие ионизирующие излучения, стали неотъемлемой частью производств во многих отраслях промышленности и сельского хозяйства. Их применяют, например, для имплантации частиц в вещество, электронной сварки, радиационной химии, для получения прочных полимеров, в радиационной биологии и экологии, для создания новых материалов, для стерилизации в медицине. Установок, создающих или использующих ионизирующие излучения, в мире более десяти миллионов, причем с каждым годом это число быстро растет.

Глава 1.

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

Ионизирующим излучением называется любое излучение, взаимодействие которого с веществом приводит к образованию в этом веществе ионов разных знаков. Ионизирующее излучение способно выбивать электроны из атомов.

Отметим, что видимый свет, ультразвук, ультрафиолетовое, лазерное, микроволновое излучения к ионизирующему излучению не относятся.

Ионизирующее излучение делится на *непосредственное* и *косвенное*.

Непосредственное ионизирующее излучение состоит из заряженных частиц, например, из электронов, протонов, α -частиц, имеющих кинетическую энергию, достаточную для ионизации при столкновении, которые выбивают орбитальные электроны из атомов прямо при кулоновском взаимодействии.

Косвенное ионизирующее излучение состоит из незаряженных частиц, например, из нейтронов или фотонов, создающих непосредственно ионизирующее излучение и (или) вызывающих ядерные превращения. Энергия этих частиц передается вначале заряженной частице (электрону или протону), а затем эти вторичные частицы уже производят ионизацию атомов и/или вызывают ядерные превращения.

К фотонному ионизирующему излучению относятся: γ -излучение, возникающее при изменении энергетического состояния атомных ядер, при ядерных превращениях или при

аннигиляции частиц; тормозное излучение с непрерывным энергетическим спектром, возникающее при уменьшении кинетической энергии заряженных частиц; характеристическое излучение с дискретным энергетическим спектром, возникающее при изменении энергетического состояния электронов атома; рентгеновское излучение, состоящее из тормозного и (или) характеристического излучений. К этому виду излучений относятся синхротронное, переходное и черенковское излучения

Корпускулярное излучение представляет собой ионизирующее излучение, состоящее из частиц с массой, отличной от нуля, т.е. электроны, протоны, ионы, нейтроны, мезоны и др. Частицы корпускулярного ионизирующего излучения, или фотоны принято называть *ионизирующими частицами*.

Ионизирующее излучение, состоящее из частиц различного вида или частиц и фотонов, называется *смешанным ионизирующим излучением*. Различают *моноэнергетическое* и *немоноэнергетическое* ионизирующее излучение.

Под **моноэнергетическим** понимается ионизирующее излучение, состоящее из фотонов одинаковой энергии или частиц одного вида с одинаковой кинетической энергией.

Немоноэнергетическое излучение формируется фотонами разной энергии или частицам одного вида с разной кинетической энергией.

Принято различать *первичное* и *вторичное* ионизирующее излучение.

Под **первичным** понимается ионизирующее излучение, которое в рассматриваемом процессе взаимодействия со средой является или принимается за исходное.

Вторичное ионизирующее излучение возникает в результате взаимодействия первичного ионизирующего излучения с данной средой.

Законы взаимодействия ионизирующего излучения с веществом являются теоретической и практической основой радиационной защиты. На них базируются методы расчета защиты и методы регистрации ионизирующего излучения. Ионизирующее излучение, в зависимости от массы и заряда, можно подразделить на четыре группы:

- тяжелые заряженные частицы, к ним относятся α -частицы, протоны и др.;
- легкие заряженные частицы: электроны и позитроны;
- фотонное излучение: рентгеновское и γ -излучение;
- нейтронное излучение: нейтроны различных энергий.

Рассмотрим основные характеристики ионизирующих излучений при взаимодействии с веществом.

Интегральное эффективное сечение σ определяется на основании соотношения

$$\sigma = \frac{N_B}{Nn\delta}, \quad (1.1)$$

где N — поток частиц, падающих на площадь 1 см^2 тонкой мишени⁷, N_B — полное число взаимодействий в 1 см^2 тонкой мишени, n — концентрация ядер в единице объема мишени, δ — толщина мишени. По смыслу интегральное эффективное сечение — это доля всех частиц, прошедших через эффективную площадь ядра.

Реакции, в начальном и конечном состояниях которых имеются по две частицы ($a + A \rightarrow b + B$), характеризуются **спектрами и дифференциальным эффективным сечением рассеяния**.

Дифференциальное $\frac{d\sigma(\vartheta, \varphi, E)}{d\Omega}$ и интегральное $\sigma(E)$ эффективные сечения рассеяния связаны между собой соотношением:

⁷ Тонкой называется мишень, ядра которой при проецировании мишени на плоскость перпендикулярную оси пучка не перекрывают друг друга.

$$\sigma(E) = \int \frac{d\sigma(\theta, \varphi, E)}{d\Omega} d\Omega, \quad (1.2)$$

$$\sigma(\vartheta, \varphi) = \int \frac{d\sigma(\theta, \varphi, E)}{dE} dE, \quad (1.3)$$

где $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ — телесный угол, в который рассеиваются частицы, θ и φ — полярный и азимутальный углы, под которыми вылетают частицы после взаимодействия.

Спектр частиц в реакции $a + A \rightarrow b + B$ называется зависимость числа частиц продуктов реакции, вылетающих в телесный угол $d\Omega$ и имеющих энергию в интервале $(E, E+dE)$, от телесного угла $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ и энергии E :

$$\frac{d^2 N}{dE d\Omega} = N n \delta \frac{d^2 \sigma(\theta, \varphi, E)}{dE d\Omega}. \quad (1.4)$$

Дифференциальные эффективные сечения рассеяния $\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$ и $\frac{d\sigma(E)}{dE}$ связаны со спектрами частиц соотношениями

$$\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} = \frac{1}{N n \delta} \int \frac{d^2 \sigma(\theta, \varphi, E)}{dE d\Omega} dE, \quad (1.5)$$

$$\frac{d\sigma(E)}{dE} = \frac{1}{N n \delta} \int \frac{d^2 \sigma(\theta, \varphi, E)}{dE d\Omega} d\Omega. \quad (1.6)$$

Зависимость дифференциального эффективного сечения $\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$ от полярного и азимутального угла θ и φ называют **угловым распределением** частиц, образующихся в реакции.

Эффективное сечение обычно измеряют в барнах или его производных:

$$1\text{б} = 10^{-24}\text{см}^2 = 10^{-28}\text{м}^2.$$

Поэтому наглядно его можно рассматривать как эффективную площадь мишени, попадая в которую частицы вызывают некоторую реакцию.

Одними из основных характеристик взаимодействия частиц с веществом являются потери энергии, пробег, ионизация среды.

Процесс потери частицей энергии в результате ионизации атомов среды называют *ионизационным торможением*. Ионизационное торможение характеризуется удельными ионизационными потерями.

Удельными потерями энергии или **линейной тормозной способностью вещества** S_E называются потери энергии на единицу пути, происходящие вследствие ионизационного торможения частицы:

$$S_E = \left(-\frac{dE}{dx} \right) \quad (1.7)$$

Принято измерять удельные потери энергии в единицах МэВ/см.

Действие ионизирующих излучений на вещество характеризуется *линейной передачей энергии (ЛПЭ)*, которая представляет средние потери энергии ΔE на единицу пути ΔL первичной заряженной частицей в пределах объема трека:

$$\text{ЛПЭ} = \left(-\frac{\Delta E}{\Delta L} \right) \quad (1.8)$$

Обычно линейные потери энергии измеряют в единицах кэВ/мкм.

Между линейными и удельными ионизационными потерями энергии частицей существует различие, поскольку в последнем случае учитывается вся выделенная энергия, а не только выделенная локально вдоль трека.

Для разных веществ и типов частиц характерно количество пар ионов, которое может образовываться при

прохождении частицы через вещество. В этом заключается, например, поражающее действие ионизирующих излучений на биологические среды.

Удельная ионизация — это число пар ионов, образующихся в веществе на единице длины пробега частицы.

Удельная ионизация U и удельные потери энергии S связаны соотношением:

$$U = \frac{S}{W}, \quad (1.9)$$

где W — средняя энергия, затрачиваемая на образование одной пары ионов.

Тормозная способность вещества сильно зависит от его плотности, поэтому потери энергии удобно характеризовать через **массовую тормозную способность** S_M , которая соответствует удельным потерям энергии в слое поглощающего вещества толщиной 1 г/см²:

$$S_M = \frac{1}{\rho} S = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}, \quad (1.10)$$

где ρ — плотность вещества. Размерность массовой тормозной способности МэВ/(г/см²).

В случае прохождения частицы через среду, содержащую атомы разного сорта, тормозная способность вещества определяется **правилом Брэгга** (композиционный закон Брэгга): если вещество представляет собой химическое соединение, то его тормозная способность складывается с соответствующими весами из тормозных способностей составляющих его химических элементов:

$$\left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right) = \frac{1}{\mu} \sum_i n_i A_i \left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_i \quad (1.11)$$

где μ — молекулярный вес соединения, n_i — количество атомов i -го сорта с атомным весом A_i в единице объема.

Для разных типов частиц существует свое понимание пробега. Для тяжелых заряженных частиц (протонов и ионов) характерен тот факт, что все частицы в веществе проходят примерно одинаковое расстояние. Лишь в конце пути их число начинает быстро уменьшаться. Для тяжелых заряженных частиц зависимость числа частиц в пучке от пробега имеет вид, изображенный на рис.1.1а. Флуктуации длины пробега называются *разбросом пробега частиц* или *стрэгглинг*ом. Примерно также выглядит ситуация для $\mu^\pm$ мюонов, $\pi^\pm$ и $K^\pm$ мезонов. Для легких заряженных частиц (электронов и позитронов) понятие пробега размыто. Электроны, попадая в вещество, вследствие своей малой массы, рассеиваются на большие углы и быстро поглощаются, а их количество с глубиной быстро уменьшается (рис.1.1б). Поэтому для них теряет смысл понятие пробега, характерное для тяжелых заряженных частиц, а вводится понятие среднего, экстраполированного и максимального пробега.

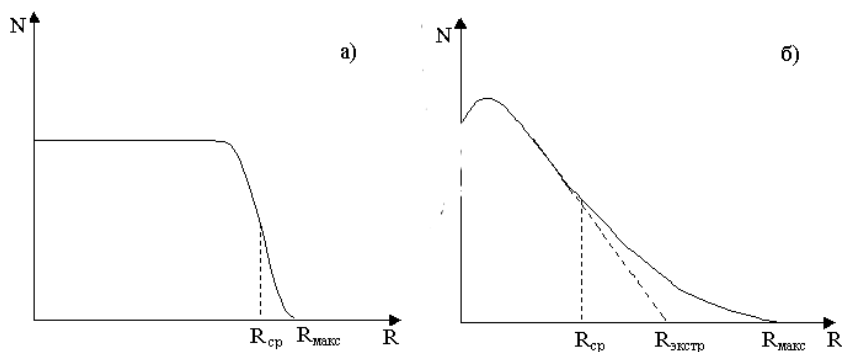


Рис. 1.1. Зависимость числа частиц от глубины проникновения пучка в вещество: а) протонов или ионов, б) электронов

Средним пробегом называется слой вещества $R_{\text{ср}}$, который проходят частицы в среднем:

$$R_{cp} = \frac{\sum N_i x_i}{\sum N_i} = \frac{\int x N(x) dx}{\int N(x) dx}, \quad (1.12)$$

где N_i — число частиц, прошедших слой x_i .

Максимальным пробегом называется толщина слоя вещества R , в котором задерживаются все частицы пучка.

Экстраполированным пробегом $R_{\text{ЭКСТР}}$ называется расстояние до точки пересечения с осью X прямой, экстраполирующей наклонную часть зависимости числа частиц N от их пробега R (рис.1.16).

Для незаряженных частиц — фотонов и нейтронов не существует слоя, который бы полностью поглотил пучок, но при его прохождении интенсивность пучка уменьшается по экспоненциальному закону. Поэтому вместо пробега используют понятие ослабления пучка.

Уменьшение количества нейтронов N в зависимости от глубины проникновения пучка x в вещество описывается выражением:

$$N = N_0 e^{-\sigma n x}, \quad (1.13)$$

где σ — сечение взаимодействия нейтронов с атомными ядрами, n — количество атомов в единице, N_0 — число нейтронов на входе в вещество.

Аналогично по экспоненциальному закону ослабевает и интенсивность пучка фотонов:

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (1.14)$$

где μ — характеризует вещество и называется линейным коэффициентом поглощения⁸, I_0 — интенсивность излучения при $x = 0$ на входе в среду. Интенсивность пучков нейтронов и фотонов зависит от слоя пройденного вещества. Поэтому

⁸Определение интенсивности пучка частиц приводится ниже в главе 3.

коэффициент поглощения удобно нормировать на плотность вещества. **Массовым коэффициентом поглощения** называется величина:

$$\mu_p = \frac{\mu}{\rho} \text{ г/см}^2 \text{ (1.15)}$$

Рассмотрим основные понятия в **дозиметрии ионизирующих излучений**.

Сразу после открытия рентгеновского излучения⁹ возник вопрос о возможности его применения в различных целях. Поэтому необходимо было измерить количество излучения, прошедшего через вещество. Первым способом оценки дозы ионизирующего излучения стало покраснение кожи человека. Однако покраснение зависит от многих причин (длительность облучения, дробление дозы, тип кожи и т.д.). Длительный опыт по исследованию действия ионизирующего излучения на вещество привел к введению количественных единиц, определяющих дозу излучения. Возник набор определений, описывающие ионизирующее излучение и поглощение его энергии веществом.

Основной причиной радиационных эффектов в веществе является поглощение энергии облучаемым объектом. Ее мерой в дозиметрии считается поглощенная доза. **Поглощенная доза D** — это энергия излучения dE , поглощенная веществом, которая рассчитана на единицу массы dm облученного вещества:

$$D = \frac{dE}{dm} = -\frac{1}{\rho S} \frac{dE}{dx}, \text{ (1.16)}$$

где ρ и S — соответственно плотность вещества и площадь, на которую падает энергия E .

Поток энергии излучения, падающий на единицу площади вещества, составляет:

⁹ В 1895 году Рентген открыл проникающую способность излучения.

$$\varepsilon = \frac{dE}{dS}. \quad (1.17)$$

В системе СИ поглощенная доза измеряется в греях (Гр). 1 Гр равен поглощенной дозе излучения, при которой веществу массой 1 кг передана энергия 1 Дж. Кроме единицы грей используется внесистемная единица дозы излучения рад:

$$1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Гр}. \quad (1.18)$$

Часто используется производная от единицы Гр — сантигрей (сГр), хотя она не относится к рекомендуемым:

$$1 \text{ сГр} = 10^{-2} \text{ Гр} = 100 \text{ эрг/г} = 1 \text{ рад}. \quad (1.19)$$

Понятие поглощенной дозы справедливо для всех видов ионизирующих излучений, материалов и энергий. Поглощенная доза определяет виды биологических эффектов в веществе, возникающие при прохождении через вещество ионизирующего излучения.

Кроме поглощенной дозы вводится понятие экспозиционной и эквивалентной дозы. **Экспозиционная доза излучения** $D_{\text{эксп}}$ представляет собой характеристику излучения фотонов и оценивается количеством зарядов одного знака, образующихся при облучении единицы массы воздуха:

$$D_{\text{эксп}} = \frac{dQ}{dm}. \quad (1.20)$$

При этом считается, что все электроны и позитроны, образованные в объеме сухого воздуха dm , полностью тормозятся в данном объеме воздуха.

Единицей измерения экспозиционной дозы излучения в системе единиц СИ служит кулон на килограмм. Единицей измерения экспозиционной дозы является рентген (Р)¹⁰,

¹⁰ В 1928 году Международная комиссия по радиологическим единицам (МКРЕ) в качестве единицы измерения экспозиционной дозы рентгеновского и гам-

которая измеряется на практике по величине образовавшегося в веществе заряда. Величина экспозиционной дозы 1 Р равна 1 единице СГСЭ заряда, образующегося в 1 см³ воздуха при нормальных условиях:

$$1\text{Р} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг. (1.21)}$$

Эта единица используется для измерения экспозиционной дозы рентгеновского и гамма-излучения.

Для измерения дозы других ионизирующих частиц используется единица фэр (физический эквивалент рентгена).

Внесистемная единица 1 фэр — доза любого ионизирующего излучения, при котором энергия, поглощенная в 1 г облучаемого вещества, равна потере энергии на ионизацию, создаваемую в 1 г воздуха дозой в 1 Р γ -излучения (при этом образуется $1.61 \cdot 10^{12}$ пар ионов):

$$1 \text{ фэр} = 5.3 \cdot 10^7 \text{ МэВ. (1.22)}$$

По смыслу физический эквивалент рентгена означает, что других частиц может пройти через вещество больше или меньше, чем фотонов, но образовавшийся заряд будет таким же, как для количества фотонов, создающих экспозиционную дозу в 1Р.

Различные виды излучения при прочих равных условиях вызывают разный биологический эффект.

Для оценки биологического действия излучения вводится понятие биологической (*B*) эквивалентной дозы излучения ($D_{\text{экв}}$).

Для характеристики биологического действия ионизирующего излучения вводится величина, называемая относительной биологической эффективностью (ОБЭ)

ма-излучения выбрала единицу «рентген», которую обозначили буквой Р.

и определяемая как отношение поглощенной дозы эталонного излучения к дозе данного излучения, вызывающей такой же эффект, что и эталонное излучение. За эталонное, как правило, принимается рентгеновское γ -излучение с энергией 200 кэВ. Необходимость введения ОБЭ вызвана разницей в поражающем действии одних и тех же доз разных излучений. Облучение вещества ионами углерода, передающими веществу дозу в 1 Гр, вызовет больший биологический эффект, чем применение протонов, передающих такую же дозу. Биологический эффект от тяжелых заряженных частиц будет больше, чем при поглощении веществом такой же дозы фотонов.

Применение источников излучения в лечебных целях на начальном этапе оказалось затруднительным, поскольку многочисленные исследовательские группы во всем мире проводили разнообразные эксперименты по определению ОБЭ для различных биологических объектов и видов излучения, получая при этом различные значения ОБЭ.

Поэтому вводится величина, называемая коэффициентом качества излучения¹¹ (KK), представляющая собой обобщение всех существующих данных по ОБЭ. Коэффициент качества служит для оценки максимально возможного ущерба, нанесенного ионизирующим излучением. Например, из серии значений ОБЭ выбирается наибольшее, которое заведомо (возможно с запасом) позволяет оценить наибольший ущерб биологической среде.

Для описания радиационных процессов в биологических тканях эквивалентная доза описывается выражением:

$$D_{\text{экв}} = KK \cdot D. \quad (1.24)$$

¹¹ Коэффициент качества ионизирующего излучения введен Международной комиссией по радиационной защите (МКРЗ) МАГАТЭ с целью обобщения данных экспериментов различных исследовательских групп. Это оценка ОБЭ «сверху» с гарантируемым запасом надежности.

Таблица 1.1

Коэффициенты качества различных видов излучения

Виды излучений	Коэффициент качества излучения, КК
Рентгеновское и γ -излучение	1
Электроны	1
Протоны	10
α -частицы	20
Медленные нейтроны (10–50 кэВ)	3
Быстрые нейтроны (>50 кэВ)	10
Тяжелые ионы	20

При применении величины ОБЭ в области радиационной защиты и лучевой терапии существует различие. Для радиационной защиты используется КК, как наиболее обобщенная величина. В лучевой терапии используются значения ОБЭ для того, чтобы наиболее точно учесть конкретные эффекты действия излучения на ткани. В отдельных случаях, при дефиците экспериментальных данных, применяется КК, если это не приводит к слишком большим погрешностям, связанным с чрезмерным облучением здоровых тканей.

Значения коэффициентов качества для различных видов излучения приведены в таблице 1.1.

Для смешанного излучения эквивалентная доза равна:

$$D_{\text{экв}} = \sum_i K K_i D_i, \quad (1.25)$$

где $K K_i$ — коэффициент качества i -го излучения, поглощенная доза которого равна D_i .

В системе СИ установлена единица измерения эквивалентной дозы излучения зиверт (Зв). Эквивалентная доза 1 Зв соответствует поглощенной тканью дозе излучения,

биологически эквивалентной дозе 1 Гр γ -излучения. Применяют также внесистемную единицу эквивалентной дозы — бэр (биологический эквивалент рентгена):

$$1 \text{ бэр} = 10^{-2} \text{ Зв.} \quad (1.26)$$

Изменение дозы в единицу времени называется мощностью дозы:

$$P = \frac{dD}{dt}. \quad (1.27)$$

В зависимости от типа дозы различают мощность поглощенной дозы, мощность эквивалентной дозы и мощность экспозиционной дозы. Если известна временная зависимость мощности дозы, то дозу за некоторый интервал времени от t_1 до t_2 можно рассчитать по формуле:

$$D = \int_{t_1}^{t_2} P(t) dt. \quad (1.28)$$

Связь между мощностью экспозиционной дозы $P_{\text{эксп}}$, интенсивностью I и потоком γ -излучения с энергией E определяется выражением:

$$P = \mu_k I = \mu_k \Phi E, \quad (1.29)$$

где μ_k — коэффициент передачи энергии. Для γ -излучения до 10 МэВ его можно принять равным коэффициенту поглощения энергии. Коэффициенты поглощения энергии для γ -излучения в разных средах представлены в таблице 5 Приложения.

При прохождении ионизирующего фотонного излучения через вещество используется понятие эффективного атомного номера $Z_{\text{эфф}}$ вещества:

$$Z_{\text{эфф}} = \left(a_1 Z_1^{2.94} + a_2 Z_2^{2.94} + \dots + a_n Z_n^{2.94} \right)^{\frac{1}{2.94}}, \quad (1.30)$$

где $a_1, a_2, \dots, a_n$ — доля каждого из химических элементов в составе вещества. Эффективный заряд рассматривается в качестве «усредненного заряда» сложного вещества, состоящего из разных молекул и атомов.

Активностью радиоактивного вещества называется число актов распадов в единицу времени. Единицей активности в СИ является беккерель (1 Бк), равный активности изотопа, в котором в 1 с происходит 1 распад. Также активность может измеряться в кюри (1 Ки):

$$1 \text{ Ки} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Бк. (1.31)}$$

Глава 2.

Взаимодействие тяжелых заряженных частиц с веществом

Потери энергии тяжелой заряженной частицей в веществе происходят при взаимодействии с атомами среды. К тяжелым заряженным частицам относятся ядра всех стабильных атомов, начиная с водорода и вплоть до урана. Н также считается тяжелой заряженной частицей. Протоны (ядра водорода) и другие тяжелые заряженные частицы — ионы — теряют энергию на взаимодействие с атомами среды по следующим каналам:

1. Упругое рассеяние. В этом случае сумма кинетических энергий налетающей частицы и частицы-мишени до и после взаимодействия остается постоянной.

2. Возбуждение атомов среды (один из видов неупругого рассеяния). При взаимодействии часть кинетической энергии налетающей частицы передается электрону атома-мишени, после чего этот электрон переходит на одну из высележащих оболочек.

3. Ионизация атома среды (другой вид неупругого рассеяния). Аналогичный процесс, когда электрон получает количество энергии, достаточное для разрыва связи с атомом, и высвобождается. Если электроны получили столько энергии, что сами способны ионизировать соседние атомы, они называются δ -электронами.

4. Ядерные реакции. При попадании налетающей частицы непосредственно в ядро атома, происходит ядерная реакция, превращающая ядро мишени в ядро другого химического элемента. При этом из ядра могут вылететь другие частицы, так же способные ионизовать окружающие атомы.

5. Прочие каналы, имеющие гораздо меньший эффект воздействия на облучаемое вещество.

На рис.2.1 показан пример взаимодействия тяжелой положительно заряженной частицы и атомов среды, через которую она проходит.

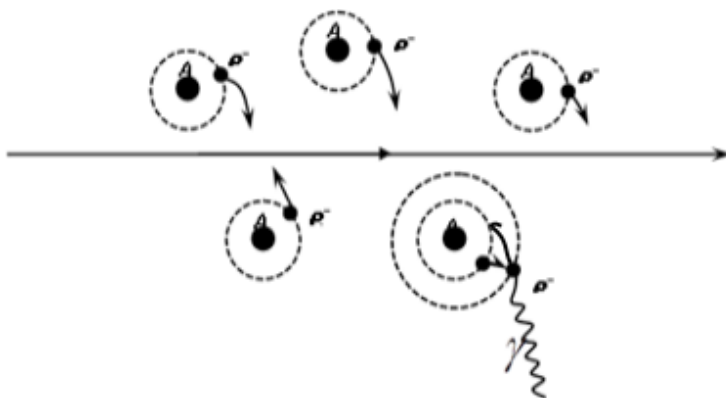


Рис.2.1. Прохождение тяжелой положительно заряженной частицы через вещество

В этом примере показано четыре акта *ионизации*: частица за счет кулоновского взаимодействия «срывает» электроны с атомов, близких к ее траектории. Вместе с ними показан один акт *возбуждения* атома: получив энергию, электрон переходит на более высокую оболочку. На рис.2.1 также показано *снятие возбуждения*: электрон излучает энергию в виде фотона и возвращается на изначальную орбиту.

Для тяжелых заряженных частиц определяющий вклад в тормозную способность вещества дают неупругие стол-

кновения частицы с атомами среды, приводящие к возбуждению и ионизации атомов.

Все тяжелые заряженные частицы ведут себя в веществе схожим образом: они испытывают многократное рассеяние, но даже суммарное отклонение не сильно меняет направление полета частицы.

Интересен тот факт, что доза (энергия излучения, переданная единице массы вещества) остается почти постоянной по мере прохождения тяжелых заряженных частиц через вещество. Ближе к моменту остановки ее величина возрастает и имеет четко оформленный максимум, известный под названием *пик Брегга*. Дозные кривые Брегга для протонов и ионов углерода показаны на рис.2.2.

После пика дозная кривая не уходит в ноль. Это особенно хорошо видно у углерода. За наличие такого «хвоста» на графике зависимости дозы от глубины отвечают γ -кванты (продукты произошедших ядерных реакций).

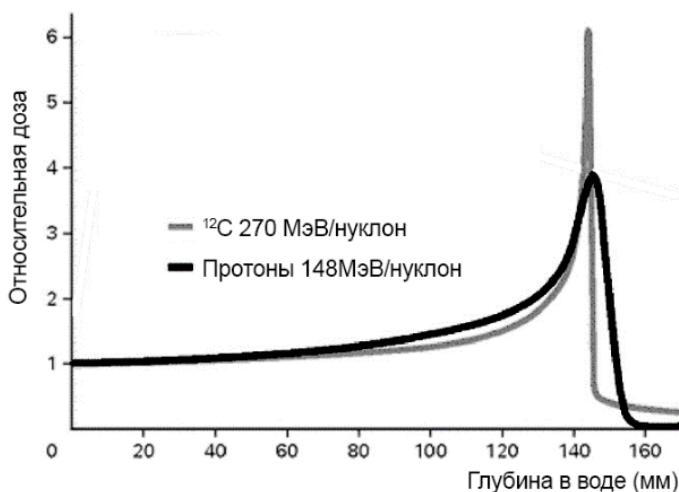


Рис.2.2. Зависимость дозы от глубины для пучка протонов и углерода

Из вида этих графиков ясно, что, увеличивая или уменьшая энергию частиц, мы будем увеличивать или уменьшать глубину нахождения пика.

Ионизационные потери тяжелых заряженных частиц. Ионизационные потери тяжелой заряженной нерелятивистской частицы на единице пути хорошо описываются формулой Бете-Блоха:

$$-\frac{dE(\rho)}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \ln \frac{2mv^2}{I}, \quad (2.1)$$

где z — заряд налетающей частицы, m — масса частицы, v — ее скорость на выбранном dx , Z — заряд атомов среды, I — потенциал ионизации атомов среды.

Более строгая формула удельных ионизационных потерь учитывает квантовые, оболочечные и релятивистские эффекты:

$$S_{ion} = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} NZ \left[\ln \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - U \right], \quad (2.2)$$

где $b=v/c$ — относительная скорость частицы, δ и U — параметры, учитывающие соответственно релятивистский эффект поляризации среды и энергию связи электронов на оболочках K , L и т.д. Параметры δ и U получают из экспериментов.

После подстановки известных постоянных величин, пренебрегая параметрами δ и U , соотношение (2.2) приводим к виду, удобному для оценочных расчетов:

$$S_{ion} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = 3.05 \cdot 10^5 \frac{Zz^2 \rho}{A\beta^2} \left[11.2 + \ln \frac{\beta^2}{Z(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (2.3)$$

[МэВ/см],

где A — массовое число ядер вещества среды, ρ — плотность среды. Переводной коэффициент 3.05×10^5 имеет размерность $[\text{см}^2 \times \text{МэВ} / \text{г}]$.

На рис. 2.3 представлена зависимость удельных ионизационных потерь от энергии. На участке I — значителен эффект перезарядки для частиц с зарядом $z > 1$, на участке II — зависимость потерь энергии пропорциональна $1/v^2$, на участке III в результате возрастания вклада релятивистских эффектов, происходит увеличение ионизационных потерь, на участке IV — уменьшаются ионизационные потери из-за усиления влияния эффекта поляризации среды.

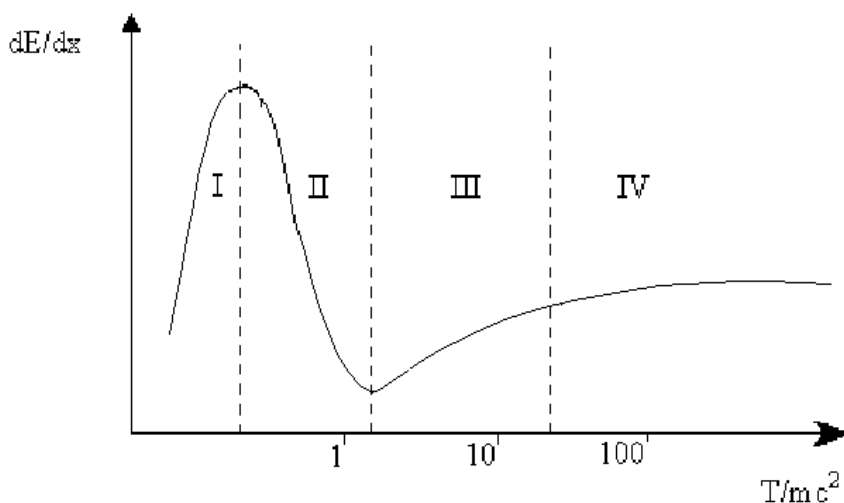


Рис. 2.3. Удельные ионизационные потери энергии в зависимости от энергии частиц

Граница между ионизационными и упругими потерями энергии тяжелыми заряженными частицами размыта. Эти процессы происходят одновременно, но с разной вероятностью.

Когда скорость частиц, тормозящихся в веществе, приближается к скорости орбитальных электронов, одновременно с ионизацией атомов происходит их неупругое возбуждение. В этом случае орбитальные электроны переходят на более высокие по энергии орбиты. Затем, возвращаясь на

исходные энергетические орбиты, электроны испускают характеристические фотоны. При скоростях частиц, меньших орбитальной скорости электронов, все более значительную роль начинают играть упругие столкновения частиц. Сначала они происходят одновременно с неупругими столкновениями. При дальнейшем уменьшении скорости тяжелых заряженных частиц упругие столкновения становятся доминирующим процессом.

Минимальная энергия, при которой неупругими столкновениями можно пренебречь, определяется из эмпирического соотношения:

$$\frac{E_{\text{мин}}}{M} \sim \frac{\varepsilon^*}{m_e}, \quad (2.4)$$

где $\varepsilon \sim 0,5$ эВ независимо от тормозящейся среды, M — масса тормозящейся частицы. Отсюда:

$$E_{\text{мин}} \sim 0.5 \frac{M}{m_e} \text{ эВ} \approx A \cdot 0.5 \cdot 2000 = A(\text{кэВ}) \quad (2.5)$$

Минимальная энергия, при которой можно пренебречь неупругими потерями, для α -частиц, тормозящихся в алюминии, составляет 4 кэВ, а для протонов — 1 кэВ.

Потери энергии при упругом рассеянии тяжелых заряженных частиц. Если говорить об упругом рассеянии тяжелых заряженных частиц, то оно происходит в результате их взаимодействия с атомом как с целым. Потенциал взаимодействия зависит от расстояния сближения частицы с атомным ядром. Частица может пролететь вблизи атомного ядра (а), между электронными оболочками атома (б), пролететь вне атома или попасть в ядро (в). На рис.2.4 представлены перечисленные варианты полета тормозящейся частицы через атом.

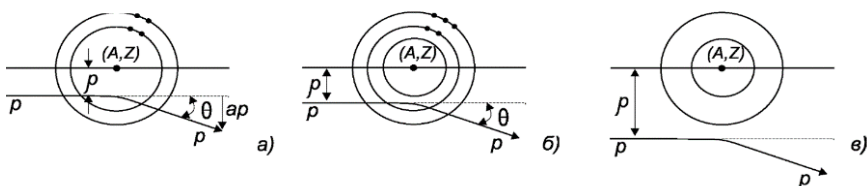


Рис.2.4. Возможные траектории частицы внутри атома

На расстояниях, соизмеримых с радиусом действия ядерных сил ($r \approx 10^{-15}$ м), частица кроме электростатического отталкивания испытывает притяжение в результате действия ядерных сил.

При увеличении расстояния частицы от атомного ядра взаимодействие определяется кулоновским потенциалом (рис.2.4а):

$$V_{\text{кул}}(r) = \frac{zZe^2}{r}. \quad (2.6)$$

При движении частицы между атомными оболочками происходит частичное экранирование ядра частью атомных электронов. Такой процесс получил название слабого экранирования ядра (рис.4.5б). На расстояниях, когда частица находится вне пределов атомной оболочки ($r > 10^{-10}$ м), электрическое поле ядра экранируется всеми атомными электронами. Такой процесс получил название сильного экранирования ядра (рис.2.4в). В этом случае процесс взаимодействия хорошо описывается формулой Резерфорда:

$$d\sigma(\theta, E) = \frac{z^2 Z^2 e^4}{16 E_k^2} \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)} = \frac{\pi z^2 Z^2 e^4}{4 E_k^2} \frac{\cos(\theta/2) d\theta}{\sin^3(\theta/2)}, \quad (2.7)$$

где $E_k = \frac{M_A}{m + M_A} E_{\text{лск}}$ — кинетическая энергия обеих частиц, θ и Ω — угол рассеяния и телесный угол, соответственно,

в системе центра инерции (СЦИ), z и Z заряд налетающей частицы и ядра.

Удельные потери энергии при упругом взаимодействии описываются формулой

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{упр}} = \frac{4\pi z^2 e^4}{M_A v^2 \left(1 + \frac{m}{M_A}\right)} NZ^2 \ln \frac{2}{\theta_{\min}}, \quad (2.8)$$

где z и Z , m и M_A , соответственно, заряды и массы налетающей частицы и атомов среды, $\theta_{\min}$ — минимальный угол, на который происходит рассеяние частицы, соответствующий максимальному прицельному параметру p .

Отношение упругих и ионизационных потерь, с учетом эффективного заряда $z_{\text{эфф}}$ частицы при ее торможении в веществе, описывается выражением:

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{упр}}}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}} \approx \frac{mZ}{M_A} \left(\frac{z}{z_{\text{эфф}}}\right), \quad (2.9)$$

где $z_{\text{эфф}}$ — эффективный заряд частицы.

Он может отличаться от атомного номера ядра, поскольку на ней могут оставаться электроны, либо срываться, либо «одеваться» на ядро атома.

Упругие потери энергии играют существенную роль при небольших энергиях частиц порядка единиц кэВ. Такие потери энергии происходят из-за того, что импульс перераспределяется при упругом взаимодействии двух частиц. Это приводит к передаче части энергии частице, с которой происходит взаимодействие.

При торможении протонов в алюминии:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \ll \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{упр}} \quad \text{при } E_p \leq 1 \text{ кэВ}, \quad (2.10)$$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \gg \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{упр}} \text{ при } E_p \geq 1 \text{ МэВ. (2.11)}$$

Между этими границами ионизационные и упругие потери энергии сравнимы по величине. Так, например, в алюминии сечение захвата электронов атомами равно сечению их потери при энергии ~25 кэВ для протонов, а для α -частиц сечения захвата и потерь становится одинаковыми при энергии ~ 400 кэВ. В таблице 2.1 и 2.2 приведены особенности потерь энергии при ионизации и упругом рассеянии тяжелых заряженных частиц.

Таблица 2.1

**Основные закономерности ионизационных потерь
тяжелых заряженных частиц**

1	Ионизационные потери Пропорциональны квадрату заряда частицы	$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \sim z^2$
2	Ионизационные потери пропорциональны плотности числа электронов вещества	$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \sim NZ$
3	Для широкого диапазона энергий значение логарифма изменяется слабо, поэтому ионизационные потери обратно пропорциональны квадрату скорости частицы	$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \sim \frac{1}{v^2}$
4	Ионизационные потери пропорциональны плотности вещества	$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \sim N \sim \rho$
5	Ионизационные потери не зависят от массы налетающей частицы	m

Таблица 2.2

**Основные закономерности при упругом рассеянии
тяжелых заряженных частиц**

1	Упругие потери пропорциональны квадрату заряда частицы	$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{упр}} \sim Z^2$
2	Упругие потери пропорциональны квадрату заряда ядра атомов среды	$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{упр}} \sim Z^2$
3	Упругие потери слабо зависят от массы налетающей частицы	$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{упр}} \sim \frac{1}{1 + \frac{m}{M_A}}$
4	Упругие потери обратно пропорциональны квадрату скорости частицы	$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{упр}} \sim \frac{1}{v^2}$
5	Упругие потери обратно пропорциональны массе атомов среды	$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{упр}} \sim \frac{1}{M_A}$

Многократное рассеяние тяжелых заряженных частиц. При столкновении с атомами среды частица не только теряет энергию, но и изменяет направление своего движения. Для тяжелых заряженных частиц характерны сравнительно небольшие углы отклонения, составляющие несколько градусов по отношению к начальному направлению частицы. Чем выше масса иона, тем меньше среднеквадратичный угол отклонения частиц. С ростом энергии частиц углы отклонения от первоначального направления также становятся меньше.

Отклонение частицы от первоначального направления характеризуется средним углом многократного кулоновского рассеяния. Средний квадрат угла отклонения частицы пропорционален числу столкновений и для тонкого слоя вещества с постоянной плотностью зависит от пройденного пути линейно:

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \frac{zZe^2}{(1 + \frac{m}{M_a})E_{\text{сущ}}} \left(\pi N x \ln \frac{\pi N x a_0^2}{z^{\frac{2}{3}} + Z^{\frac{2}{3}}} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{zZe^2}{E_{\text{ЛСК}}} (\pi N x \ln \pi N x a_B^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.12)$$

где $a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2}$ и a_B — соответственно радиус первой боровской орбиты и параметр экранирования, x — глубина слоя вещества, z и Z , m и M соответственно заряды и массы налетающей частицы и атомов среды, N — плотность атомов среды.

Обратим внимание, как изменяется число тяжелых заряженных частиц (на примере протонов) с глубиной. В таблице 2.3 представлены основные закономерности многократного рассеяния.

Ядерные реакции. Вклад вторичных частиц при прохождении пучков протонов и ионов через вещество является достаточно заметным. С целью учета вклада продуктов ядерных реакций под действием протонов в значение поглощенной дозы выполняется оценка сечений ядерных реакций с использованием различных теоретических моделей одновременно с данными экспериментальных измерений.

Например, для пучков протонов с энергией 160 МэВ примерно 19.6% протонов участвует в ядерных реакциях. В этом случае идет большое количество парциальных ядерных реакций вида $(p, MpNn)$ (здесь M и N — целые числа), (p, xd) , (p, xt) $(p, x\alpha)$ с образованием в конечном состоянии разного количества протонов и нейтронов, дейтронов,

тритонов и α -частиц. Число возможных каналов реакции, например, на меди для протонов с энергией 160 МэВ составляет 39. Наиболее интенсивны парциальные каналы с образованием в конечном состоянии одного-двух протонов и от одного до пяти нейтронов. Вклад этих каналов в суммарное сечение ядерных реакций составляет 72% (с образованием одного протона в конечном состоянии — 33%, двух — 39%). Реакции вида (p, α) составляют 5.8%.

Прохождение ионов через вещество характеризуется их взаимодействием с ядрами, в результате которого происходит распад ядер и ионов на фрагменты, число которых растет с ростом энергии. Их пробег больше пробега ионов исходного пучка, поскольку удельные потери энергии осколков иона ниже, чем целого ядра.

Таблица 2.3.

**Основные закономерности многократного кулоновского
рассеяния тяжелых заряженных частиц**

1	Средний угол многократного кулоновского рассеяния пропорционален заряду частицы	$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \sim z$
2	Средний угол многократного кулоновского рассеяния пропорционален порядковому номеру атомов вещества	$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \sim Z$
3	Средний угол многократного кулоновского рассеяния пропорционален квадратному корню из пройденного пути	$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \sim \sqrt{x \ln x}$
4	Средний угол многократного кулоновского рассеяния пропорционален квадратному корню из плотности числа атомов вещества	$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \sim \sqrt{N \ln N}$
5	Средний угол многократного кулоновского рассеяния обратно пропорционален энергии частицы	$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \sim \frac{1}{E_{\text{сци}}}$
6	Средний угол многократного кулоновского рассеяния слабо зависит от массы налетающей частицы	$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \sim \frac{1}{1 + m/M_A}$

Потери энергии иона пропорциональны квадрату заряда, поэтому:

$$\left(-\frac{dE}{dx}(z = z_1 + z_2)\right) > \left(-\frac{dE}{dx}(z_1)\right) + \left(-\frac{dE}{dx}(z_2)\right) \quad (2.13)$$

По этой причине пробеги продуктов распада ядер сильно различаются между собой. Например, для ядер ^3H и ^3He пробеги различаются в три раза.

Для ядер неона в результате их распада на фрагменты, суммарная энергия, передаваемая осколками веществу, составляет 37% поглощенной энергии первичного пучка.

При прохождении протонов и ионов через биологическую ткань образуются вторичные нейтроны. Их число в каждом акте взаимодействия составляет от одного до пяти. Вклад в интегральную дозу при взаимодействии вторичных нейтронов с биологическими тканями составляет примерно 0.5% величины поглощенной дозы первичного пучка частиц и растет в толстых мишенях как следствие нескольких актов взаимодействия.

Протоны при взаимодействии с ядрами ^{16}O передают часть своей энергии вторичным нейтронам. Доля энергии первичного пучка протонов (для случая, когда $E_p = 200$ МэВ), передаваемая в результате ядерных реакций вторичным нейтронам, составляет ~1.4%, а при энергии протонов $E_p = 10$ МэВ она возрастает до ~10%. Практически все нейтроны, образовавшиеся в ядерных реакциях, относятся к быстрым нейтронам. Например, при прохождении через воду протонов с энергией 160 МэВ половина общего числа образовавшихся в ядерных реакциях вторичных нейтронов имеют энергию ниже 20 МэВ. При этом одна третья часть всех нейтронов имеет энергию ниже 10 МэВ, а одна четвертая часть — менее 5 МэВ.

Пробег тяжелых заряженных частиц. Полный путь, который проходит заряженная частица в веществе называется пробегом:

$$R(E_0) = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{полн}}} = \frac{Mm}{4\pi z^2 e^4 N} \int_{v_1}^{v_2} f(v) dv = \frac{m}{z^2} F(v), \quad (2.14)$$

где $F(v) \sim v^4$, а m и z — соответственно масса и заряд частицы. На рис. 2.5 приводится вид зависимости числа частиц N от их пробега.

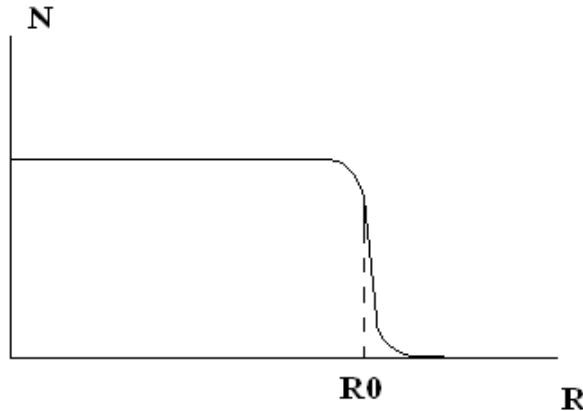


Рис.2.5. Зависимость числа протонов от глубины

Полные потери энергии тяжелых заряженных частиц в веществе включают в себя ионизационные, упругие и ядерные неупругие потери энергии:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{полн}} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{упр}} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{яд.неупр}}. \quad (2.15)$$

Пробеги двух тяжелых заряженных частиц R_1 и R_2 с разными массами m_1 и m_2 и зарядами z_1 и z_2 связаны соотношением:

$$\frac{R_2(E_2)}{R_1(E_1)} = \frac{z_1^2}{z_2^2} \frac{m_1}{m_2}. \quad (2.16)$$

В случаях, когда существенна перезарядка и возникает остаточный пробег R_0 , выражение для полного пробега принимает вид:

$$R = \frac{m}{z^2} F(v) + R_0. \quad (2.17)$$

Относительный разброс пробегов частиц называют стрэгглингом. Наличие этого разброса приводит к тому, что кривая поглощения имеет не резкий, а плавный спад.

$$S_{стр} = \frac{(\overline{\Delta R^2})^{1/2}}{R_0}. \quad (2.18)$$

Для воды эмпирическое соотношение между энергией частицы E и ее пробегом в среде R приближено записывается в виде:

$$R = \alpha E^p. \quad (2.19)$$

Значения коэффициентов a и p для протонов и α -частиц приведены в таблице 2.4.

Таблица 2.4.

Коэффициенты a и p при прохождении протонов и α -частиц через воду

Тип частиц	энергия частиц	α	p
протон	10–200 МэВ	$1.9 \cdot 10^{-3}$	1.8
α -частица	< 10 МэВ	$1.73 \cdot 10^{-3}$	1.5

Кривая Брэгга. Экспериментально доказано, что при торможении заряженных частиц в веществе в конце их тормозного пути линейные потери энергии имеют максимум, который известен под названием «пик Брэгга». Для электронов

пик Брэгга наблюдается при энергии примерно 200 эВ, для протонов при энергиях между 60 и 100 кэВ. Пик Брэгга при торможении пучка электронов в веществе не наблюдается из-за того, что количество электронов с ростом глубины быстро уменьшается в результате их рассеяния. В конце пути количество электронов с энергией примерно 200 эВ оказывается чрезвычайно малым по сравнению с их числом на входе в среду. У тяжелых заряженных частиц ситуация другая. В пучке с ростом глубины остается число частиц, сравнимое с начальным их числом. Потери числа частиц равномерны и невелики. Они резко возрастают в конце пути.

Физически пик Брэгга для тяжелых заряженных частиц возникает из-за того, что с уменьшением энергии протона или иона сечение взаимодействия с атомными электронами возрастает пропорционально $\sigma \sim \frac{1}{v^2}$.

Поэтому ионизация атомов среды в конце пути частицы происходит лавинообразно. До этого момента частица теряет примерно одинаковое количество энергии на единицу длины пути. Поэтому в конце пути в переданной веществу энергии возникает максимум, который получил название пика Брэгга.

Распределение дозы $D(x)$ при прохождении монохроматического пучка тяжелых заряженных частиц в воде имеет вид:

$$D(x) = \left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right) = \frac{1}{\rho r \alpha^{\frac{1}{p}} (R-x)^{1-\frac{1}{p}}}, \quad (2.20)$$

где r — плотность среды.

Уравнение (2.20), которое описывает линейную тормозную способность вещества, математически существенно проще формулы Бете-Блоха.

Глава 3.

Взаимодействие электронов с веществом

Взаимодействие электронов с веществом отличается от взаимодействия тяжелых заряженных частиц. Вследствие равенства массы электронов пучка и орбитальных электронов атомов среды при столкновениях сильно меняется направление движения и налетающие электроны быстро теряют энергию (см. рис.3.1, где показан пример траектории электрона).

Общая схема взаимодействия электронов с веществом представлена на рис. 3.2

Рассмотрим, например, как тормозится электрон в воде. Сечение взаимодействия электрона с ядром пропорционально квадрату заряда ядра Z^2 , а сечение взаимодействия с атомными электронами пропорционально заряду Z . Сначала

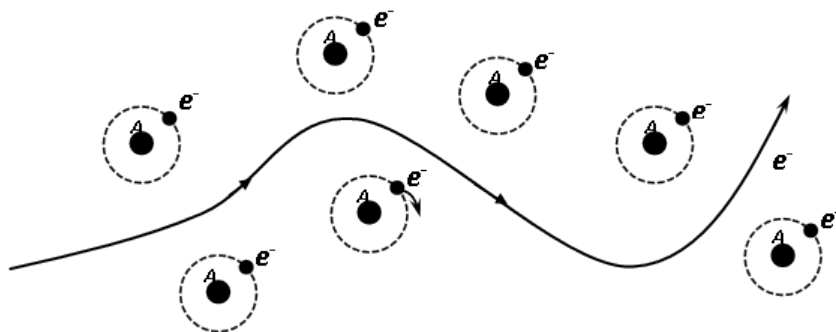


Рис.3.1. Пример траектории электрона в веществе



Рис. 3.2. Схема взаимодействия электронов с веществом

электрон проходит в веществе некоторый отрезок прямолинейно, теряя энергию, но испытывая лишь незначительные отклонения за счет рассеяния. В результате кулоновского взаимодействия с атомными электронами происходит ионизация атомов, в результате которой он теряет энергию.

Взаимодействие электрона не высокой энергии с ядром происходит, в основном, упругим образом — меняется его направление движения, но не изменяется энергия. Если энергия электрона высока, то он может пролететь сквозь электронную оболочку и инициировать электроядерную реакцию, которая приводит к образованию вторичных протонов, нейтронов и других частиц. Тяжелых частиц и осколков ядер образуется сравнительно немного, поскольку сечение взаимодействия с атомными ядрами примерно на два-три порядка меньше сечений взаимодействия с атомами.

Поскольку при движении электрона в веществе его траектория сильно изменяется, вследствие малой массы электрона, он может рассеиваться в поле атома на большие углы, проходя даже на большом расстоянии от него. Экранирование ядра атомными электронами в этом случае играет более существенную роль, чем при прохождении тяжелых заряженных частиц. На начальном участке пути среднеквадратичный

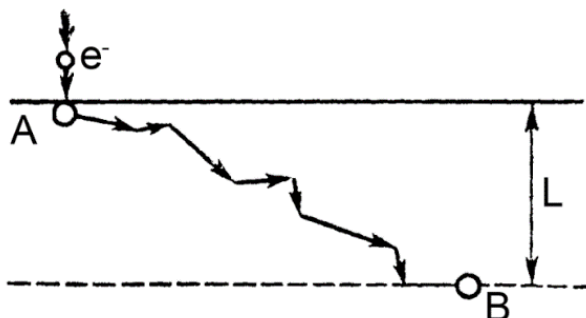


Рис.3.3. Пример траектории электрона.

угол многократного рассеяния электронов пропорционален корню квадратному из пройденного слоя вещества. На рис.3.3 представлена траектория электрона в результате его многократных столкновений. Общее число электронов уменьшается из-за того, что часть электронов рассеивается назад (на угол более 90°). Когда энергия электрона в результате многократных столкновений уменьшится до единиц — десятков электронвольт (их энергия становится ниже энергии ионизации и возбуждения атома), процесс распространения электронов в веществе становится больше похожим на процесс диффузии без строго выделенного направления.

Вследствие такого поведения электронов глубина их проникновения заметно ниже их фактического пробега (рис.3.3), а также значительное число электронов способно рассеяться назад. Но у электронов в веществе есть еще одна интересная особенность, показанная на рис.3.4: их число сначала растет с глубиной, а потом спадает. Это явление легко объясняется тем, что электроны, попав в вещество, ионизируют его, выбивая другие, атомарные электроны.

Электрон при торможении в электрическом поле ядра или электрона излучает тормозные фотоны. Если электрон движется по криволинейной траектории с постоянной ско-

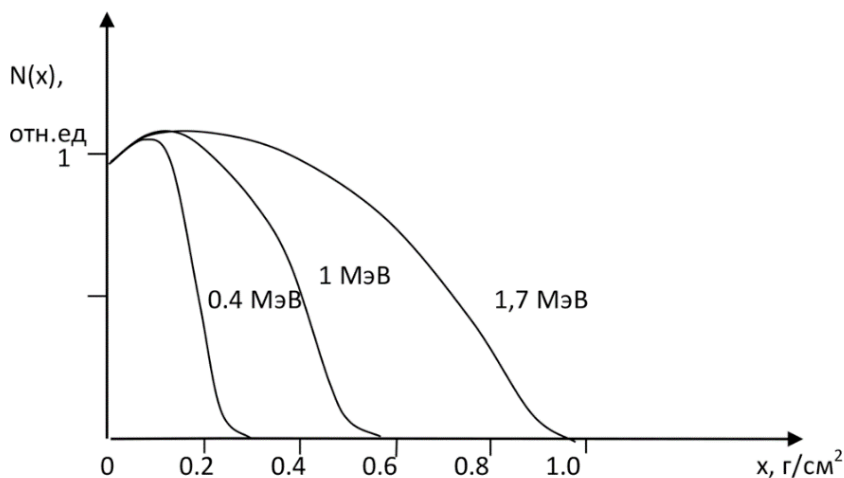


Рис.3.4. Зависимость числа электронов от глубины для различных энергий пучка

ростью, то он также испускает фотоны, поскольку движется с ускорением. Например, вращаясь в магнитном поле, электрон испускает фотоны, которые называют синхротронным излучением. При попадании быстрых электронов в плотную среду или пересечении границы раздела двух сред также происходит торможение, сопровождающееся испусканием фотонов. Такие фотоны получили название соответственно черенковского и переходного излучений.

Объединяя сказанное выше, видно, что при прохождении электронов через вещество образуется поток вторичных фотонов, электронов и тяжелых частиц.

Таким образом, можно выделить следующие механизмы потери энергии электронами в веществе:

- ионизационные потери энергии (ионизационное торможение);
- радиационные потери энергии (радиационное торможение — испускание фотонов при кулоновском взаимодей-

ствии электронов с атомными электронами и ядрами или магнитным полем), которые включают в себя:

- тормозное излучение фотонов;
- синхротронное излучение фотонов;
- черенковское излучение фотонов;
- переходное излучение фотонов;
- электроядерные реакции при взаимодействии электронов с ядрами.

Полные потери энергии электронов в среде включают в себя потери в результате действия каждого из перечисленных выше механизмов:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{полн}}^e = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}^e + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}}^e + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{электрояд}}^e \quad (3.1)$$

3.1. Ионизационные потери энергии электронами.

Основным механизмом передачи энергии веществу пучком электронов являются ионизационные потери. По сути, они описываются также как и прохождение протонов через вещество. Различие заключается в том, что электроны имеют малую массу и поэтому уже при энергиях порядка 25 кэВ необходимо учитывать релятивистские эффекты.

Поэтому формула для ионизационных потерь Бете-Блоха для электронов имеет несколько другой вид, чем для тяжелых заряженных частиц:

- в нерелятивистском случае ($E_e \ll m_e c^2$) или, когда энергия электронов $E_e < 25$ кэВ она имеет вид:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}^e = \frac{4\pi e^4}{m_e V^2} NZ \left[\ln \frac{m_e V^2}{2I_{\text{ион}}} - \frac{1}{2} \ln 2 + \frac{1}{2} \right], \quad (3.2)$$

• в релятивистском случае ($E_e \gg m_e c^2$) или, когда энергия электронов примерно выше примерно 10 МэВ:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}^e = \frac{4\pi e^4}{m_e V^2} NZ \left[\frac{\ln \frac{m_e V^2 E_e}{2\bar{I}^2 (1-\beta^2)^2} - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right) \ln 2 +}{+1-\beta^2 + \frac{1}{8} \left(1-\sqrt{1-\beta^2}\right)^2 - \delta} \right], \quad (3.3)$$

• в удобном для вычисления виде (она преобразуется при подстановке некоторых известных констант в формулу (3.3)):

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}^e = 1.5 \cdot 10^5 \frac{Z\rho}{A\beta^2} \left[\frac{7.25 + \ln \frac{\beta^2 E_e}{Z^2 (1-\beta^2)^2} - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right) \ln 2 +}{+1-\beta^2 + \frac{1}{8} \left(1-\sqrt{1-\beta^2}\right)^2} \right],$$

, эВ/см (3.4)

где $\beta = \frac{V}{c}$ (V — скорость электронов, A , Z — атомное число и заряд ядер вещества, N и ρ — плотность атомов среды и вещества среды в единицах соответственно $\text{частиц}/\text{см}^3$ и $\text{г}/\text{см}^3$, E_e — кинетическая энергия электронов в эВ, $\bar{I}$ — средний потенциал ионизации, δ — поправка, учитывающая эффект плотности. Переводной коэффициент 1.5×10^5 имеет размерность $[\text{см}^2 \times \text{МэВ} / \text{г}]$.

Пробег электронов в среде. Количество электронов, достигающих слоя вещества на глубине x , зависит от многих факторов. На длину пробега электронов в среде влияет в первую очередь сильное отклонение электрона от начального направления в поле атома вследствие их малой массы, причем часть электронов рассеивается назад. Во-вторых, в результате взаимодействия с атомами среды возникает поток вторичных электронов. По этой причине в распределении числа электронов в зависимости от глубины их проникновения в вещество наблюдается

максимум на глубине от нескольких миллиметров до сантиметров. Физическая причина его возникновения — вклад вторичных электронов, которые возникают в основном на поверхности вещества. Внутри вещества вторичных электронов появляется меньше. К тому же поток первичных электронов уменьшается. В-третьих, в среде возникают электронно-фотонные ливни¹², которые приводят к возникновению дополнительного потока вторичных электронов. Поэтому на некотором расстоянии от поверхности среды возникает максимум количества электронов в зависимости от глубины как результат сложения первичных и вторичных электронов (рис.3.3). И, как следствие этого, в распределении дозы в зависимости от глубины также образуется максимум. Глубина расположения максимума¹³ зависит от энергии первичного пучка электронов и, соответственно от среднего пробега вторичных электронов. Кроме того она зависит от атомного состава среды, через которую проходят электроны. Чем выше средний заряд атомов вещества, тем глубже от поверхности располагается максимум.

Основные закономерности ионизационного торможения электронов.

- ионизационные потери энергии электронов пропорциональны заряду и плотности числа атомов среды

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}}^e \sim NZ, \quad (3.5)$$

- логарифмически зависят от энергии электронов

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}}^e \sim \ln E_e, \quad (3.6)$$

¹² Электронно- фотонные ливни будут подробно описаны позже.

¹³ Для электронов пик Брэгга наблюдается при их энергии примерно 200 эВ, в отличие от протонов, где пик Брега возникает при энергиях протонов между 60 и 100 кэВ.

- ионизационные потери энергии обратно пропорциональны квадрату скорости электронов

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}}^e \sim \frac{1}{V^2}. \quad (3.7)$$

3.2. Радиационные потери энергии электронами

Радиационные потери энергии происходят, когда частицы в среде движутся с ускорением. Они обратно пропорциональны квадрату массы частицы. Поэтому для тяжелых заряженных частиц они не велики. Для электронов вклад радиационных потерь в суммарные потери энергии может достигать 100%. Причиной потерь является испускание излучения частицами, движущимися с ускорением.

Известны различные причины, приводящие электроны к ускоренному движению:

- электроны тормозятся, двигаясь по прямой траектории,
- электрон движется по криволинейной траектории (например, в магнитном поле),
- электрон движется в оптически плотной среде, со скоростью большей скорости света в этой среде;
- электрон движется в неоднородной среде, плотность которой меняется либо с течением времени, либо с изменением положения в пространстве (например, через слои, состоящие из разных веществ).

Перечисленные причины движения электронов приводят соответственно к появлению тормозного, синхротронного, черенковского и переходного излучений.

Тормозное излучение. Электромагнитное излучение, испускаемое заряженной частицей при её торможении в поле ядра и атомных электронов (рис. 3.5), называется

тормозным излучением (ТИ)¹⁴. Тормозное излучение имеет широкий диапазон энергий от единиц килоэлектронвольт (кэВ) до сотен ГэВ (хотя в принципе верхний предел энергий фотонов неограничен). Из тормозного излучения выделяют область рентгеновского излучения, которая простирается от единиц до сотен кэВ. Поскольку фотоны этих энергий очень широко используются в различных областях науки и народного хозяйства, особенности взаимодействия рентгеновского излучения с веществом рассмотрим в отдельном разделе пособия. Тормозное излучение является основным инструментом в исследовании взаимодействия фотонов с атомными ядрами (физике фотоядерных реакций), а также в медицине в лучевой терапии онкологических заболеваний. Более 12 тысяч ускорителей используют этот вид излучения в терапии.

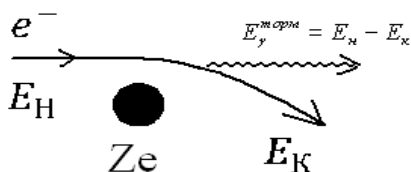


Рис.3.5. Тормозное излучение электрона

Получают тормозное излучение на ускорителях электронов: каскадных генераторах, бетатронах, микротронах, синхротронах и линейных ускорителях. Для этой цели электроны сбрасываются на тормозную мишень из тяжелых металлов. Интенсивность тормозного излучения зависит от величины тока пучка электронов, их энергии, материала мишени и ее толщины. Она пропорциональна току пучка и более резко возрастает с ростом энергии. Как правило,

¹⁴ Датой открытия тормозного излучения можно считать 1895 год, когда Рентген открыл лучи, проникающие сквозь непрозрачные предметы.

для изготовления мишени используют золото, вольфрам, тантал, железо и другие химические элементы. Из-за требований к теплостойкости в качестве мишени лучше всего использовать тантал или вольфрам.

Форма спектра представлена на рис.3.6. Верхняя граница спектра определяется энергией электронов:

$$E_{\gamma}^{\max} = E_e - m_e c^2 \quad (3.8)$$

На нее оказывают влияние толщина и атомный состав мишени. Толщина мишени определяется двумя факторами. Чем толще мишень, тем большая доля электронов передает свою энергию в виде тормозного излучения. При этом, однако, начинает сказываться поглощение низкоэнергетичной части спектра в самой мишени.

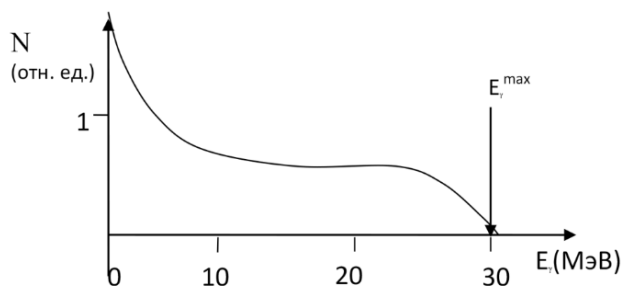


Рис. 3.6. Пример спектра тормозного излучения

Для вольфрама оптимальной оказывается толщина мишени 1 мм. Чем тоньше тормозная мишень, тем больше электронов может пролететь сквозь мишень, не создав тормозных фотонов. Оба фактора влияют на форму тормозного спектра, особенно в области максимальных энергий фотонов. Поэтому толщину тормозной мишени выбирают с учетом перечисленных обстоятельств.

При низких энергиях тормозящихся электронов угловое распределение тормозного излучения практически симметрично по всем направлениям. С ростом энергии электронов распределение фотонов ТИ, как видно на рис.3.7, становится несимметричным, а при энергиях электронов выше примерно 20 МэВ все более вытянутым вперед вдоль направления движения первичного пучка электронов. Тормозные фотоны в этом случае практически не вылетают в направлении, перпендикулярном направлению движения пучка электронов.

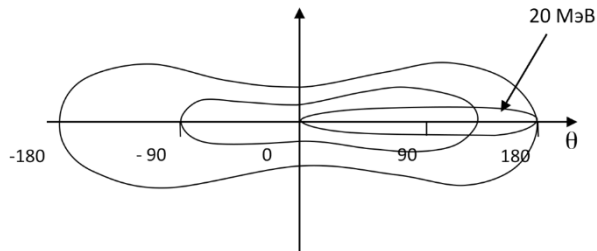


Рис. 3.7. Угловое распределение излучения

Радиационные потери электронов на тормозное излучение хорошо описываются формулами:

а) (в нерелятивистском случае) $E_e \ll m_e c^2$:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ти}} = \frac{16}{3} N E_e Z^2 r_e^2 \alpha, \quad (3.9)$$

где Z — заряд ядра, $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ — классический радиус электрона, $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры;

б) $m_e c^2 \ll T_e \ll \frac{1}{\alpha} m_e c^2 Z^{\frac{1}{3}}$ в случае пренебрежения экранированием ядра атомными электронами:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ти}} = NE_e Z^2 r_e^2 \alpha \left(4 \ln \frac{2E_e}{m_e c^2} - \frac{4}{3}\right); \quad (3.10)$$

в) $E_e \gg \frac{1}{\alpha} m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$ при полном экранировании ядра атомными электронами:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ти}} = NE_e Z^2 r_e^2 \alpha \left(4 \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} + \frac{2}{9}\right). \quad (3.11)$$

Основные закономерности радиационных потерь энергии на тормозное излучение.

- (ТИ) возникает в поле отдельного атома или электрона среды,
- потери на (ТИ) пропорциональны энергии электронов:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) \sim T_e,$$

- потери на (ТИ) обратно пропорциональны квадрату массы частицы

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}}^{\text{ТИ}} \sim \frac{1}{m_{\text{част}}^2},$$

- потери на (ТИ) пропорциональны плотности среды и квадрату заряда атомов среды

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}}^{\text{ТИ}} \sim nZ^2.$$

- с ростом энергии электронов уменьшается угол вылета γ -квантов (ТИ — излучение становится узконаправленным).

Синхротронное излучение. Синхротронным излучением¹⁵ (СИ) называют электромагнитное излучение в диапазоне

¹⁵ Проблема излучения релятивистского заряда, движущегося по окружности, рассматривалась методами классической электродинамики Максвелла-Ло-

от радиочастот до мягкого γ -излучения, возникающее при движении электронов в постоянном магнитном поле циклических ускорителей со скоростью близкой к скорости света. В этих условиях релятивистский электрон, обладая большим центростремительным ускорением, становится источником мощного электромагнитного излучения (рис. 3.8).

В более широком смысле, СИ — это излучение заряженных частиц, движущихся по криволинейным траекториям, так как и это соответствует ускорению. Иногда, в литературе, для определения СИ используется термин **магнито-тормозное излучение**.

Источниками синхротронного излучения служат электронные синхротроны и накопительные кольца. Хотя синхротронное излучение возникает в бетатронах и микротронах, но в них интенсивность синхротронного излучения невелика. Спектр синхротронного излучения простирается от миллиметровых волн до рентгеновского диапазона и мягкого γ -излучения.

Мощность синхротронного излучения может быть выражена также соотношением:

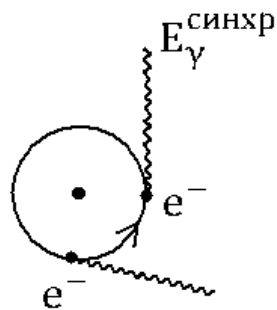


Рис.3.8. Синхротронное излучение

ренца еще в конце XIX в. Новый интерес к проблеме излучения электронов при ускоренном движении в магнитном поле был вызван в связи с развитием техники электронных ускорителей широко используемых для решения задач физики высоких энергий. После пуска в эксплуатацию первых индукционных циклических ускорителей — бетатронов, возникла проблема ограничения энергии электронов, достижимой в бетатроне. В 1944 году Д. Д. Иваненко и И. Я. Померанчук опубликовали статью, в которой показали, что потери на магнитотормозное излучение в циклическом ускорителе пропорциональны четвертой степени энергии, до которой ускорены электроны. Визуально излучение удалось увидеть в 1947 году аспиранту Флойду Хаберу в лаборатории, руководимой Поллоком на одном из первых синхротронов фирмы «Дженерал электрик».

$$P = -\frac{dE}{dt} = -\frac{2}{3} \cdot \frac{e^2 c \beta^4}{R^2} \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^4 = -\frac{2}{3} \gamma^4 \frac{e^2}{c^3} \omega_0^4 R^2 \quad (3.12)$$

На рис.3.9 представлена функция $f(y)$, характеризующая спектральное распределение мощности СИ в зависимости от его частоты. Видно, что это распределение имеет максимум интенсивности на частоте

$$\omega_{\max} = \frac{c}{R} \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^3 \quad (3.13)$$

Выше этой частоты, называемой критической, интенсивность излучения спадает экспоненциально. Поэтому можно сделать вывод, что основная часть мощности излучения лежит на частоте, лежащей вблизи критической.

Потери энергии на синхротронное излучение могут быть оценены соотношением

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{синхр}} = -\frac{dE}{dt} \frac{1}{\frac{dx}{dt}} = -\frac{1}{V} \frac{dE}{dt} = -\frac{c}{V} \cdot \frac{2}{3} \frac{e^2 \beta^4}{R^2} \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^4 = -\frac{2}{3} \frac{e^2 \beta^3 \gamma^4}{R^2}. \quad (3.14)$$

Синхротронное излучение релятивистских электронов испускается в узком конусе с углом раствора θ , который определяется выражением

$$\theta = \frac{m_e c^2}{T_e} \approx \frac{1}{\gamma}, \quad (3.15)$$

где $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$.

Синхротронное излучение представляет собой свечение, исходящее

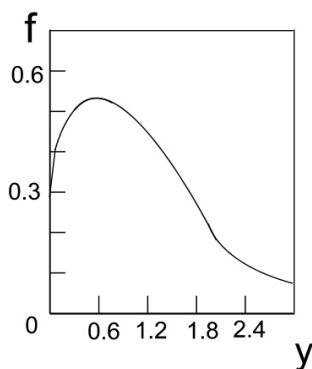


Рис.3.9. Спектр синхротронного излучения

непосредственно от электрона, поскольку оно происходит в вакууме и не связано с окружающей средой. Варьируя энергию электрона в ускорителе, можно получить излучение электромагнитных волн в диапазоне от инфракрасного и радиодиапазона до рентгеновской области и мягкого γ -излучения. Возможность варьирования энергии излучения является одним из важных его свойств при проведении физических экспериментов с использованием излучений разных длин волн.

Положение максимума в спектре СИ (рис.3.9) удобно рассчитывать по формуле:

$$\nu_0 = 4.6 \cdot 10^{-2} H E_e, \quad (3.16)$$

где H — напряженность магнитного поля в Тл, E_e — энергия электронов в эВ.

Основные особенности синхротронного излучения.

- Возникает при движении частицы в постоянном магнитном поле с центростремительным ускорением;
- СИ — излучение поляризовано в плоскости орбиты (степень поляризации 100%);
- потери на СИ с ростом энергии электронов возрастают:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{синхр}} \sim \gamma^4,$$

- потери на СИ обратно пропорциональны квадрату радиуса вращения электрона в магнитном поле:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) \sim \frac{1}{R^2},$$

- разрешение, по энергии достигаемое в СИ составляет:

$$\frac{\Delta E}{E} \approx 10^{-6}.$$

Черенковское излучение. Черенковское (Вавилова-Черенкова) излучение¹⁶ — это излучение, возникающее при движении заряженной частицы в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света в данной среде.

Это излучение испускает частица, которая движется равномерно прямолинейно со скоростью, превышающей скорость распространения света в данной среде $v = \frac{c}{n}$, где n — показатель преломления среды. (рис.3.10)

Физической причиной возникновения черенковского излучения является поляризационный эффект, имеющий место при прохождении заряженной частицы через вещество. Под действием электрического поля происходит

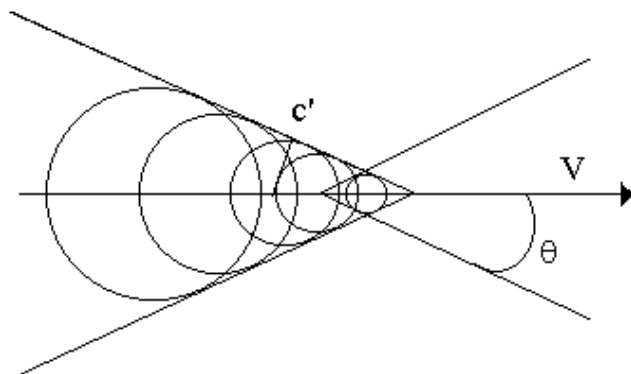


Рис.3.10. Черенковское излучение частицы движущейся со скоростью V

¹⁶ Излучение Вавилова — Черенкова было обнаружено экспериментально в 1934 году аспирантом Вавилова Черенковым. Он, занимаясь исследованием γ -люминесценции растворов под действием фотонов, заметил слабое голубое свечение жидкостей. Вавилов доказал, что замеченное свечение — это не люминесценция. Люминесценция возникает в случае перехода атомов из возбужденных состояний в основное. Его образуют быстрые электроны, возникающие в жидкости под действием фотонов. Теорию излучения разработали советские физики И. М. Франк и И. Е. Тамм в 1937 году. В 1958 году П. А. Черенкову, И. М. Франку и И. Е. Тамму была присуждена Нобелевская премия по физике.

кратковременное смещение электронной оболочки атома относительно ядра. Возвращение атома из поляризованного состояния в нормальное состояние сопровождается испусканием фотонов. В точках пространства, где излучение атомов будет иметь одинаковую фазу, происходит интерференция волн, которая приводит к усилению излучения. Это происходит, когда скорость частиц больше скорости света, как видно из рис.3.10, где показано расположение волновых фронтов, имеющих одинаковую фазу. Точки пересечения волновых фронтов образуют поверхность конуса, которая является интерференционным фронтом. Излучение направлено перпендикулярно этому фронту. Черенковское излучение по смыслу аналогично звуковым ударным волнам, которые возникают, когда скорость самолета превышает скорость распространения звука в воздухе.

Угол θ между направлением когерентного излучения атомов и направлением движения частицы описывается выражением:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}. \quad (3.17)$$

Потери энергии на черенковское излучение примерно в тысячу раз меньше ионизационных потерь энергии. Для легких частиц электронов или позитронов эта величина еще меньше. Несмотря на то, что тормозное излучение существенно интенсивней черенковского, в области видимого света, наоборот, потери энергии на черенковское излучение примерно на пять порядков выше, чем тормозного. Это обстоятельство и позволило заметить черенковское излучение. Значительное преобладание черенковского излучения над тормозным в видимой области спектра позволило использовать его для регистрации частиц и определения их характеристик. Такие детекторы части получили название черенковских.

Особенности черенковского излучения и закономерности потерь энергии частицей.

- черенковское излучение возникает при движении заряженных частиц с постоянной скоростью в плотной среде с показателем преломления $n > 1$;
- представляет собой когерентное излучение большого числа атомов среды;
- интенсивность излучения не зависит от массы частицы, заряда Z и атомного веса A атомов среды;
- для черенковского излучения характерны мягкие фотоны, оно ограничено видимой и ультрафиолетовой областью;
- угол испускания черенковского излучения растет с ростом энергии частиц до $\theta_{\text{макс}} = \arccos(1/n)$;
- потери энергии на черенковское излучение:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{черенк}} \sim z^2;$$

Переходное излучение. Переходным излучением¹⁷ (ПИ) называется излучение электромагнитных волн равномерно и прямолинейно движущейся заряженной частицей при пересечении ею границы раздела двух сред с разными показателями преломления.

Электрон движется в неоднородной среде, плотность которой меняется с глубиной (например, через слои, состоящие из разных веществ). При переходе из одной среды в другую испускаются фотоны вдоль траектории полета, вперед и назад (рис. 3.11).

¹⁷ Переходное излучение предсказано В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком в 1945 году. Они показали, что излучение должно возникать по обе стороны от границы раздела и рассчитали, энергию, излучаемую назад — в среду, из которой выходит частица, пересекая границу раздела. Ими было предсказано, что излучение будет происходить и «вперед» и «назад».

Физически это излучение возникает так. При движении заряженной частицы в однородной среде ее электрическое поле перемещается вместе с ней. Продольное и поперечное распределение электрического поля определяется скоростью частицы.

С приближением ее скорости к скорости света поле «вытягивается» в поперечном направлении и «сплющивается» в продольном. Когда частица переходит в другую среду, ее поле меняется. Это сопровождается излучением электромагнитных волн на границе раздела двух сред. При пересечении границы двух сред скачком меняется фазовая скорость распространения электромагнитных волн: она равна c/n_1 в первой среде и c/n_2 — во второй (c — скорость света в вакууме, n_1 и n_2 — показатели преломления двух сред). Если при этом скорость частицы велика, то не происходит ее заметного рассеяния и изменения скорости частицы и ее можно считать равномерно движущейся.

При переходном излучении «назад» (в противоположную сторону по отношению к направлению движения частицы) независимо от ее скорости излучаются электромагнитные волны видимого диапазона (рис.3.11). Интенсивность излучения мала (примерно один фотон на сто падающих частиц). Потери энергии частицей назад при переходе границы раздела сред малы и растут при низких энергиях частиц пропорционально их энергии: $\Delta E \sim E$. С ростом энергии частицы потери энергии на излучение «назад» замедляются: $\Delta E \sim \ln E$.

Энергия переходного излучения «вперед» при высоких энергиях частиц пропорциональна их энергии и направлена вперед под малыми углами по отношению к направле-

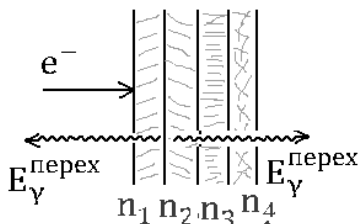


Рис.3.11. Переходное излучение

нию движения частицы. Частотный спектр ПИ сплошной в широком диапазоне от оптического до рентгеновского. Максимальная частота испускаемого излучения пропорциональна энергии падающих на границу раздела частиц и определяется соотношением:

$$\nu_{\text{макс}} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}} \cdot \frac{E_e}{m_e c^2} = 9 \cdot 10^3 \sqrt{n_e} \frac{E_e}{m_e c^2} \quad (3.18)$$

Линейная связь между энергией частицы и ее потерями на излучение используется для создания детекторов заряженных частиц. В них используют до 1000 слоев вещества, разделенных газовыми промежутками (часто применяется газ ксенон, имеющий достаточно высокий заряд $Z=54$). В этом случае интенсивность регистрируемого переходного излучения пропорциональна числу слоев в детекторе. Такие детекторы позволяют регистрировать частицы сверхвысоких энергий, например, в космических лучах.

Основные закономерности переходного излучения.

- ПИ возникает под действием заряженных частиц, движущихся равномерно и прямолинейно через границу раздела двух сред, либо в среде с неоднородной плотностью;
- интенсивность ПИ пропорциональна числу границ раздела сред;
- ПИ излучение, направленное «назад», сосредоточено только в видимой области спектра.
- ПИ релятивистских частиц сосредоточено в направлении «вперед», причем имеет широкий спектр частот (вплоть до энергий рентгеновских фотонов);
- для нерелятивистских электронов:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ПИ}} \sim T_e.$$

Глава 4.

Взаимодействие фотонов с веществом

Взаимодействие фотонов с веществом охватывает широкий спектр энергий фотонов. Он включает:

- радиочастотный диапазон
($3 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^{12}$ Гц, или $10^{-11} - 10^{-3}$ эВ);
- инфракрасное излучение
($10^{11} - 10^{14}$ Гц, или $10^{-4} - 4.0 \cdot 10^{-1}$ эВ);
- видимый свет
($4.0 \cdot 10^{14} - 7.5 \cdot 10^{14}$ Гц, или 1.7–3.2 эВ);
- ультрафиолетовое излучение
($7.5 \cdot 10^{14} - 4.0 \cdot 10^{16}$ Гц, или 3.2–170 эВ);
- рентгеновское излучение
($7.0 \cdot 10^{15} - 5.0 \cdot 10^{19}$ Гц, или 30 эВ–200 кэВ).

На рис. 4.1 представлена шкала электромагнитных волн.

Известно несколько механизмов взаимодействия γ -излучения с веществом:

- когерентное (упругое) рассеяние;
- фотоэффект;
- комптоновское рассеяние (прямой и обратный Комптон-эффект);
- рождение электрон-позитронных пар;
- ядерный фотоэффект.

Фотоны при прохождении через вещество могут взаимодействовать как с ядрами, так и с атомными электронами.

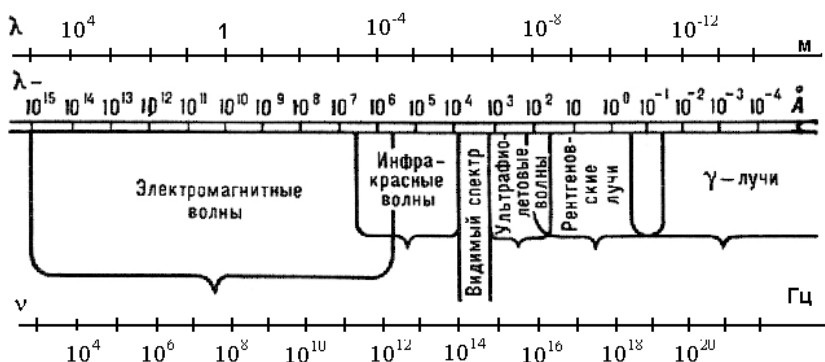


Рис 4.1. Шкала электромагнитных волн

Вероятность взаимодействия с ядрами примерно на два порядка ниже, чем с электронами.

На ядрах может происходить рассеяние или поглощение фотонов. Рассеяние может быть упругим (когерентным), неупругим (некогерентным) и резонансным (эффект Мессбауэра). Исчезновение фотонов в результате взаимодействия с полем ядра приводит к образованию электрон-позитронных пар. Поглощение фотонов ядром приводит к испусканию нуклонов или распаду ядра на фрагменты.

Взаимодействие фотонов с атомными электронами может приводить к их рассеянию или поглощению и исчезновению. Электроны считаются связанными с атомом, если их энергия связи больше или сравнима с энергией фотона, и свободными — когда энергия связи электронов много меньше энергии фотона.

На связанных электронах происходит когерентное рассеяние, которое часто называют рэлеевским. При этом частота и энергия фотона остаются неизменными. Меняется лишь его направление движения. Некогерентное рассеяние фотонов на связанных атомных электронах может привести к переходу электронов в возбужденные состояния.

Рассеяние на свободных электронах бывает упругим (томсоновским) или неупругим (комптоновским). Упругое рассеяние происходит при низких энергиях фотонов. Рассеяние на свободных покоящихся электронах представляет прямой Комптон-эффект, а на движущихся — обратное комптоновское рассеяние.

Поглощение фотона связанным электроном приводит к увеличению его энергии и последующему отрыву от атома — фотоэффекту. Кроме того взаимодействие фотона с электрическим полем электрона приводит к его исчезновению, а вместо него возникают пары — электрон и позитрон. Таким образом, видно, что число возможных путей развития событий при прохождении фотонов через вещество много. Каким из упомянутых выше механизмов будет происходить поглощение энергии фотонов в веществе, зависит от их энергии и состава вещества.

На качественном уровне взаимодействие фотонов с веществом происходит следующим образом. Вследствие высокой проникающей способности высокоэнергичных фотонов взаимодействие происходит по всей глубине вещества. Однако число актов взаимодействия с глубиной из-за уменьшения числа фотонов уменьшается экспоненциально.

Если фотон имеет низкую энергию (ниже 2 эВ), то он не разрушает атомные и молекулярные связи, испытывая когерентное рассеяние на атомах. В интервале видимого диапазона света начинает действовать и механизм фотоэффекта. С ростом энергии фотонов (выше примерно 10 эВ) начинают действовать два конкурирующих процесса — фотоэффект и Комптон-эффект. Причем фотоэффект является доминирующим процессом, а вероятность Комптон-эффекта невелика. При энергии выше 10 кэВ в воде, 50 кэВ в алюминии и 500 кэВ в свинце доминирующим механизмом взаимодействия фотонов с веществом становится Ком-

птон-эффект (до указанных энергий основным является фотоэффект). Комптоновский механизм взаимодействия фотонов с веществом доминирует до энергий порядка десяти МэВ (в воде до 10 МэВ, в алюминии до 15 МэВ, в свинце до 5 МэВ). Выше указанных энергий доминирует процесс рождения электрон-позитронных пар.

В результате всех трех механизмов образуется поток вторичных электронов, причем по всей глубине облучаемого вещества. Направление потока, в целом, совпадает с потоком первичных фотонов. Вторичные электроны, тормозясь в веществе, образуют вторичные тормозные фотоны, которые, как и первичные фотоны взаимодействуют с атомами вещества посредством тех же механизмов. Поэтому наряду с потоком вторичных электронов возникает поток вторичных фотонов. Энергия фотонов и электронов с ростом глубины проникновения уменьшается. Этот процесс получил название электронно-фотонных ливней.

Дальнейшее увеличение энергии фотонов исходного пучка приводит к возможности их проникновения сквозь атомную оболочку и взаимодействия с ядром атома. Вероятность такого взаимодействия примерно на два порядка ниже, чем взаимодействие с атомом и атомными электронами. В результате взаимодействия может происходить возбуждение ядра, которое сопровождается испусканием фотона меньшей энергии. Когда ядро переходит из возбужденного состояния в основное состояние, происходит испускание либо ядерного характеристического излучения¹⁸ (фотона небольших энергий), либо частицы (протона или нейтрона¹⁹, а также легких частиц — электронов и позитронов²⁰). При взаимодействии с ядром фотонов еще больших энергий

¹⁸ Такие ядерные реакции называют (γ, γ') или $(\gamma, x\gamma')$.

¹⁹ Эти процессы называют одночастичными фотоядерными реакциями, проходящими через составное ядро.

²⁰ Эти процессы называют соответственно β^- и β^+ -распадами ядра.

может происходить выбивание из ядра либо группы частиц, называемой кластером²¹, либо при еще более высоких энергиях фотонов, непосредственно одного нуклона.

Поэтому поток вторичных фотонов и электронов сопровождается потоком продуктов фотоядерных реакций — тяжелых частиц или осколков ядер. При этом не имеющие заряда нейтроны, как и фотоны, взаимодействуют по всей глубине вещества, а заряженные частицы проходят небольшие расстояния, как правило, не превышающие миллиметра.

Сечение полного фотопоглощения γ -квантов атомами вещества складывается из сечений перечисленных выше процессов — фотоэффекта ($\sigma_{\text{фот}}$), комптоновского рассеяния ($\sigma_{\text{комп}}$), образования электрон-позитронных пар ($\sigma_{\text{пар}}$), когерентного рассеяния ($\sigma_{\text{ког}}$), упругого ($\sigma_{\text{упр}}$) и фотоядерных реакций ($\sigma_{\text{фя}}$):

$$\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{фот}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{пар}} + \sigma_{\text{ког}} + \sigma_{\text{фя}} + \sigma_{\text{упр}} \quad (4.1)$$

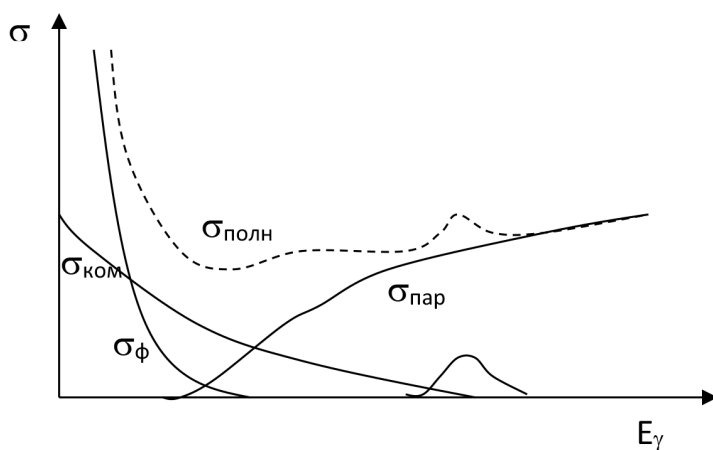


Рис.4.1. Сечение полного фотопоглощения γ -излучения веществом и вклад в него сечений различных механизмов передачи энергии

²¹ Примерами кластеров служат ядра гелия, трития, ^3He .

Сечение полного фотопоглощения представляет суммарный вклад всех механизмов взаимодействия γ -квантов с веществом — с атомами, а также атомными электронами и ядрами. На рис.4.1 представлено сечение полного фотопоглощения и вклад в него различных механизмов поглощения энергии γ -излучения.

Рассмотрим каждый из перечисленных механизмов взаимодействия фотонов с веществом детальнее.

4.1. Механизмы взаимодействия фотонов с атомами

Фотоэффектом называется механизм взаимодействия фотона со связанным электроном, при котором практически вся его энергия передается электрону атома (рис. 4.2):



Различают внутренний и внешний фотоэффект. Внутренним фотоэффектом называют переходы из связанных состояний в свободные без вылета наружу электронов в атомах вещества под воздействием электромагнитного излучения. Внешний фотоэффект наблюдается на отдельных атомах или молекулах посредством испускания электронов наружу при поглощении фотонов атомными электронами.

Процесс фотоэффекта имеет порог, который определяется минимальной энергией связи электронов в атоме. Причем

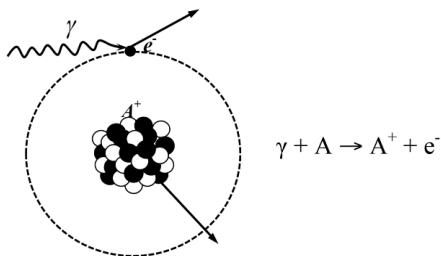


Рис. 4.2. Фотоэффект на атомных электронах

энергия связи электронов, расположенных на разных оболочках оказывается различной. Чем выше оболочка, тем меньше энергия связи электрона. На самой нижней K -оболочке энергия связи составляет $I_K = RZ^2$, где $R = 13,6$ эВ (постоянная Ридберга), а Z — атомный номер. Последующие оболочки имеют меньшую энергию связи. Соответственно L - и M -оболочки имеют энергии связи:

$$I_L = \frac{R}{4}(Z-5) \text{ и } I_M = \frac{R}{9}(Z-13). \quad (4.3)$$

Фотоэффект более вероятен на внутренних оболочках, на которых энергия связи электронов выше. На внешних орбитах для выбивания электронов требуется наименьшая энергия, которая и является порогом фотоэффекта.

При этом моноэнергетическим фотонам соответствуют моноэнергетические электроны. Кинетическая энергия вылетающего электрона T_e тем больше, чем ниже потенциал ионизации I_i соответствующей атомной оболочки:

$$T_e = E_\gamma - I_i - T_A, \quad (4.4)$$

где $T_e = m_e c^2 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right)$, $T_A = \frac{p_A^2}{2m_A}$ — энергия отдачи атома

($T_A \ll I_i$), p_A — импульс атома отдачи.

Сечение фотоэффекта сильно зависит от заряда атома и энергии падающего фотона (рис.4.3). Основной вклад в полное сечение фотоэффекта дает K -оболочка атома. При малых энергиях фотонов сечение фотоэффекта на K -оболочке $E_\gamma \ll m_e c^2$ можно описать приближенным выражением:

$$\left(\sigma_{\text{фот}} \right)_K = 1.09 \cdot 10^{-16} \cdot Z^5 \left[13.61 / (E_\gamma) \right]^{7/2} \quad (4.5)$$

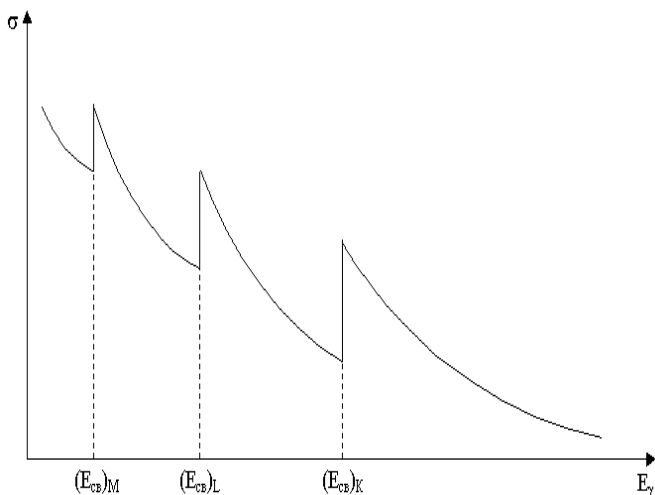


Рис.4.3. Зависимость сечения фотоэффекта от энергии γ -квантов на оболочках атома

При высоких энергиях фотонов $E_\gamma \gg m_e c^2$:

$$\left(\sigma_{\text{фот}}\right)_k = 1.34 \cdot 10^{-33} \cdot Z^5 / E_\gamma \quad (4.6)$$

Относительный вклад в сечение фотоэффекта L -, M -и других оболочек невелик. Полное сечение фотоэффекта примерно равно $5/4 (\sigma_{\text{фот}})_K$.

Основные закономерности фотоэффекта:

- вероятность фотоэффекта возрастает с ростом энергии связи электрона в ядре;
- интенсивность фотоэлектронов при $\beta \ll 1$ максимальна в плоскости перпендикулярной направлению движения фотона, при $\beta \gg 1$ уменьшается угол, под которым интенсивность фотоэлектронов максимальна;
- сечение фотоэффекта сильно зависит от заряда ядер вещества среды $\left(\sigma_{\text{фот}}\right)_k \sim Z^5$ при всех энергиях γ -квантов;
- сечение фотоэффекта сильно зависит от энергии:

$$\left(\sigma_{\text{фот}}\right)_k \sim \frac{1}{E_{\gamma}^{3.5}} \text{ для } E_{\gamma} < m_e c^2;$$

$$\text{и } \left(\sigma_{\text{фот}}\right)_k \sim \frac{1}{E_{\gamma}} \text{ для } E_{\gamma} > m_e c^2.$$

Упругое рассеяние фотонов может происходить на свободных и связанных электронах атома (рис.4.4). В первом случае — это томсоновское рассеяние на свободных электронах, во втором — некогерентное и когерентное на связанных электронах.

Разница между томсоновским и рэлеевским рассеянием заключается в следующем.

Томсоновским называют процесс рассеяния света отдельным (свободным) электроном, который является упругим и когерентным процессом, с независимым от частоты сечением взаимодействия, которое описывается выражением:

$$\sigma_{\text{ког}} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0.66 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2, \quad (4.7)$$

где $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ — классический радиус электрона.

В этом случае независимость сечения от частоты падающего света обусловлена, в основном, отсутствием внутренней структуры электрона. Другими словами, *когерентное* (томсоновское) рассеяние электромагнитного излучения происходит при неизменной частоте до и после взаимодействия, и наличии устойчивой связи между фазой падающей и рассеянной волны.

При когерентном рассеянии фотонов энергия не поглощается, а происходит лишь ее рассеяние из пучка. Причем этот механизм действует независимо от энергии фотонов. Однако с ростом энергии фотонов выше порога фотоиони-

зации, и, следовательно, количество рассеянного излучения уменьшается.

Основные закономерности когерентного рассеяния:

- частота и энергия излучения остается неизменной до и после рассеяния;
- существует устойчивая связь между фазой падающего и рассеянного излучения;
- дифференциальное сечение когерентного рассеяния

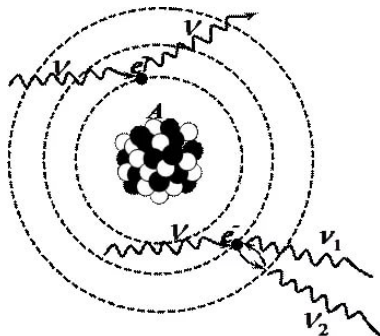


Рис.4.4. Когерентное и неупругое рассеяние на атомных электронах

$$\frac{d\sigma_{\text{ког}}}{d\Omega} \sim \cos^2 \theta;$$

- сечение когерентного рассеяния не зависит от длины волны падающего электромагнитного излучения.

Комптон-эффектом (комптоновским рассеянием) называется рассеяние фотонов на свободных электронах. Это происходит, когда энергия связи электрона в атоме много меньше энергии падающего γ -кванта. Различают прямой и обратный Комптон-эффект. Прямым называют процесс комптоновского рассеяния на свободном покоящемся электроне (рис. 4.5, а), обратным — на движущемся (рис.4.5, б).

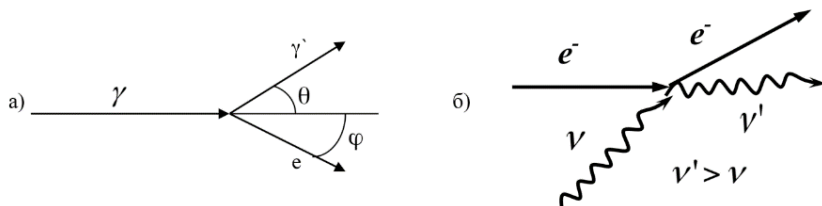


Рис. 4.5. Прямое (а) и обратное (б) комптоновское рассеяние на атомных электронах

Энергия рассеянного E_γ фотона и электрона отдачи E_e в зависимости от энергии первичного фотона E_γ и угла рассеяния θ имеют вид соответственно:

- для прямого Комптон-эффекта:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma(1 - \cos\theta)}{m_e c^2}}, \quad E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma(1 - \cos\theta)}}, \quad (4.8)$$

где θ — угол вылета рассеянного γ -кванта в СЦИ;

- для обратного Комптон-эффекта:

$$E_{\gamma'}' = E_\gamma \frac{1 - \beta \cos\theta_1}{1 - \beta \cos\theta_2 + \left(\frac{E_\gamma(1 - \cos\theta)}{E_e} \right)}, \quad (4.9)$$

где θ_1 — угол между направлением движения электрона и падающего на него γ -кванта; θ_2 — угол между направлением движения электрона и рассеянным γ -квантом; θ — угол между падающим и рассеянным γ -квантами.

Полное сечение комптоновского рассеяния в предельных случаях при $\varepsilon \ll 1$ и $\varepsilon \gg 1$ описывается формулами:

$$\sigma_{\text{комп}} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_e^2 c^4} \left(1 - 2\varepsilon + \frac{26\varepsilon^2}{5} + \dots \right) \quad (4.10)$$

$$\sigma_{\text{комп}} = \pi r_e^2 \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{1}{2} + \ln 2\varepsilon \right), \quad (4.11)$$

где $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ — классический радиус электрона, $\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$, E_γ и $E_{\gamma'}$ — энергии падающего и рассеянного фотона соответственно.

Основные закономерности комптоновского рассеяния:

- Комптон-эффект происходит как на покоящемся, так и на движущемся электроны;

- сечение Комптона-эффекта при малых энергиях фотонов приблизительно постоянно ($\sigma_{\text{комп}} \approx \text{const}$), а при больших энергиях — обратно пропорционально энергии падающего фотона $\sigma_{\text{комп}} \sim \frac{1}{E_\gamma}$;

- сечение Комптона-эффекта пропорционально заряду атомов среды $\sigma_{\text{комп}} \sim Z$;

- монохроматическим фотонам, рассеянными на свободных электронах соответствует непрерывный спектр фотонов и электронов:

а) спектр рассеянных фотонов
$$\frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_e c^2}} < E_{\gamma'} < E_\gamma;$$

б) спектр рассеянных электронов
$$0 < E_e < \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}}.$$

Рождением электрон-позитронных пар называется процесс одновременного возникновения электронов и позитронов (e^- , e^+) при взаимодействии γ -квантов с кулоновским полем атомного ядра или электрона: $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ (рис. 4.6).

В этом процессе происходит поглощение фотона в поле ядра или электрона и образование вместо него пары электрона и позитрона. Законы сохранения энергии и импульса при образовании пар в поле ядра могут быть записаны в виде

$$\begin{cases} E_\gamma = 2m_e c^2 + T_{e^-} + T_{e^+} + T_\gamma, \\ \frac{\vec{E}_\gamma}{c} = \frac{m_e \beta_- \vec{c}}{\sqrt{1 - \beta_-^2}} + \frac{m_e \beta_+ \vec{c}}{\sqrt{1 - \beta_+^2}} + \vec{p}_\gamma, \end{cases}, \quad (4.12)$$

где β_- и β_+ , T_{e^-} и T_{e^+} — соответственно относительные скорости и кинетические энергии электрона и позитрона, T_γ и $\vec{p}_\gamma$ — кинетическая энергия и импульс ядра отдачи.

Если в уравнениях (4.12) пренебречь энергией и импульсом ядра отдачи, что соответствует образованию пар электронов и позитронов в вакууме, то легко увидеть, что уравнения системы (4.12) будут противоречить друг другу. Это свидетельствует о том, что образование пар в вакууме невозможно.

Пороговая энергия образования ($e^- e^+$) пар в поле ядра:

$$E_{\text{пор1}} \approx 2m_e c^2 = 1.02 \text{ МэВ}. \quad (4.13)$$

а также в поле электрона составляет:

$$E_{\text{пор2}} \approx 4m_e c^2 = 2.04 \text{ МэВ}, \quad (4.14)$$

В этом случае в результате взаимодействия фотона с ядром возникает дуплет, состоящий из пары ($e^- e^+$), возникшей в электрическом поле ядра или атомного электрона, который в результате взаимодействия также приобретет энергию. Разница между энергией, затраченной на образование пары $E_{\text{пор}}$ и энергией первичного фотона E_γ расходуется на кинетические энергии, образовавшихся электрона и позитрона, а также на кинетическую энергию ядра или электрона отдачи. Кинетическая энергия электронов и позитронов распределена от 0 до $E_\gamma - 2m_e c^2$ практически равномерно. Средний угол разлета электрона и позитрона зависит от энергии падающего фотона и описывается соотношением:

$$\theta \approx \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \quad (4.15)$$

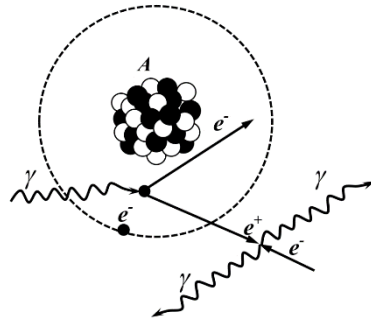


Рис. 4.6. Механизм рождения электрон-позитронных пар

Образовавшийся в электрическом поле ядра или электрона позитрон, сначала тормозится в веществе практически до полной остановки, а затем аннигилирует²² с встретившимся на его пути электроном. При этом возникают два аннигиляционных фотона с энергией 0.511 МэВ, которые разлетаются в строго противоположных направлениях (рис.4.6).

Полное сечение образования пар при $1 \ll \epsilon \ll \frac{1}{\alpha Z^3}$ без

учета экранирования кулоновского поля ядра электронами атома составляет:

$$\sigma_{\text{пар}} = Z^2 \alpha r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln(2\epsilon) - \frac{218}{27} \right) \quad (4.16)$$

а при значении параметра $\epsilon \gg \frac{1}{\alpha Z^3}$ оно соответствует случаю полного экранирования:

$$\sigma_{\text{пар}} = Z^2 \alpha r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln(183Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right) \quad (4.17)$$

Сечение образования пар ($e^- e^+$) пропорционально квадрату заряда ядер атомов среды. При энергиях фотонов ($5m_e c^2 < E_\gamma < 50m_e c^2$) сечение образования пар пропорциональна квадрату заряда атома Z и зависит от логарифма энергии фотонов (рис. 4.7)

$$\sigma_{\text{пар}} \sim Z^2 \ln \frac{E_\gamma}{m_e c^2}. \quad (4.18)$$

Причем сечение образования пар в поле ядра больше, чем в поле электрона в $\sim 10^3$ раз. При энергии $E_\gamma > 50m_e c^2$ рост сечения образования пар ограничивается экранированием кулоновского поля атомными электронами (рис.4.7). При энергии $E_\gamma > 10$ МэВ количество пар, образованных в поле

²² Процесс аннигиляции позитронов подробно будет описан ниже.

электронных оболочек легких ядер, составляет ~1% от числа пар, образованных в кулоновском поле ядра. На тяжелых ядрах это число составляет ~10%. В предельном случае при энергии фотонов $E_\gamma > 1000m_e c^2$ сечение образования пар не зависит от их энергии:

$$\sigma_{\text{пар}} \approx 0.63 \cdot 10^{-26} Z^2 \text{ см}^2 \quad (4.19)$$

Энергетическое распределение электронов и позитронов в процессе образования пар равномерное в широком интервале энергий. Равновероятно, под действием фотона с энергией, например, 10 МэВ может возникнуть позитрон с энергией 2 МэВ и электрон с энергией 8 МэВ. С такой же вероятностью может возникнуть позитрон и электрон с энергией 5 МэВ и т.д.

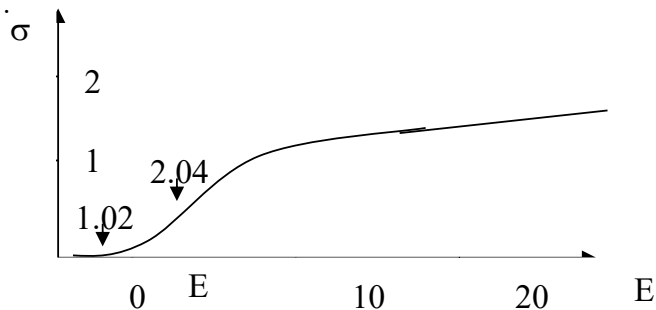


Рис.4.7. Зависимость сечения образования пар от энергии фотонов для различных веществ

Основные закономерности процесса образования электрон-позитронных пар:

- при достаточно высокой энергии фотонов ($E_\gamma > E_{\text{пор}}$) электронно-позитронные пары образуются в кулоновском поле ядра или электрона;
- сечение образования пар пропорционально квадрату заряда $\sigma_{\text{пар}} \sim Z^2$;

- в интервале энергий $5m_e c^2 < E_\gamma < 50m_e c^2$ сечение образования пар пропорционально логарифму энергии γ -квантов $\sigma_{\text{пар}} \sim \ln E_\gamma$;
- в интервале энергий $E_\gamma > 50m_e c^2$ сечение образования пар почти не зависит от энергии γ -квантов;

4.2. Взаимодействие рентгеновского излучения с атомами

Рентгеновское излучение — это электромагнитное ионизирующее излучение, занимающее спектральную область между γ -излучением и ультрафиолетовой областью. Оно представляет собой фотоны низких энергий от единиц до сотен кэВ, длина волны которых лежит в диапазоне 10^{-12} – 10^{-8} м, а частота 10^{16} – 10^{20} Гц. Рентгеновский спектр представляет собой сплошной спектр, на который накладываются узкие максимумы.

При изменении энергии рентгеновских фотонов максимумы не смещаются, а соответствующие им длины волн характеризуют используемое вещество.

Рентгеновское излучение получают в рентгеновской трубке, представляющую собой электронную лампу диод (рис.4.8). В ней электроны испускаются катодом, разогретым до высокой температуры. Они ускоряются электрическим полем, возникающим между катодом и анодом, к последнему подводится высокое напряжение. При соударении электронов с анодом, представляющим собой металлическую мишень, они тормозятся. Часть их энергии (порядка 1%), причем для каждого электрона различная, превращается в излучение. Большая часть энергии электронов (99%) рассеивается в виде тепла. Поэтому анод необходимо искусственно охлаждать. Анод в рентгеновской трубке делается

из металла, имеющего высокую температуру плавления, например, из вольфрама. Рентгеновское излучение имеет широкий сплошной спектр энергий фотонов и поэтому его относят к тормозному виду излучения. Спектр тормозного рентгеновского излучения не зависит от природы вещества анода.

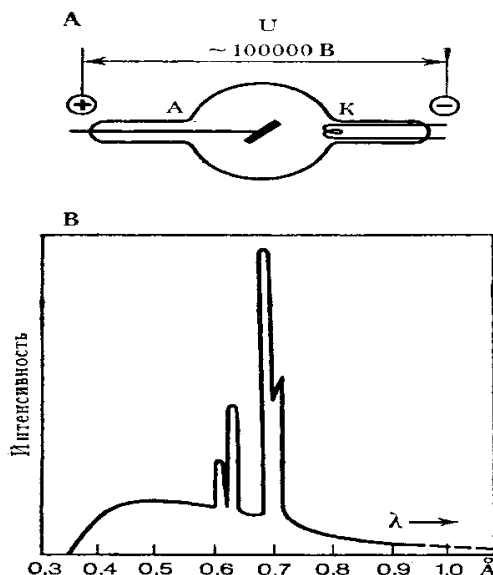


Рис.4.8. Устройство рентгеновской трубки (А), испускаемый в ней рентгеновский спектр (Б).

Сплошной спектр начинается с граничной длины волны λ_0 :

$$\lambda_0 = \frac{hc}{eV}, \quad (4.20)$$

где V — приложенное напряжение. С увеличением напряжения λ_0 смещается в сторону меньших длин волн.

С веществом рентгеновское излучение взаимодействует либо в результате когерентного рассеяния, либо в резуль-

тате фотоэффекта, и в меньшей степени — комптоновского рассеяния фотонов.

При поглощении фотона атом испускает электрон с одной из своих внутренних оболочек. Оказываясь в возбужденном состоянии, атом может при переходе с внешних на внутренние оболочки испустить фотоны, которые называют *характеристическим рентгеновским излучением*.

Закон Мозли описывает зависимость длины волны характеристического излучения от заряда атома химического элемента:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = \chi(Z - \sigma), \quad (4.21)$$

где $\chi = \sqrt{R \left(\frac{1}{n_{\text{нас}}^2} - \frac{1}{n_{\text{кон}}^2} \right)}$, λ — длина волны характеристического

рентгеновского излучения, σ — постоянная экранирования.

Линейный коэффициент поглощения сильно зависит от атомного номера вещества и длины волны рентгеновских лучей. Он пропорционален кубу заряда и кубу длины волны.

Зависимость от Z очень важна с практической точки зрения. Например, коэффициент поглощения костей, которые состоят из фосфата кальция, почти в 150 раз превышает коэффициент поглощения мягких тканей ($Z=20$ для кальция и $Z=15$ для фосфора). При прохождении рентгеновских лучей через тело человека, кости четко выделяются на фоне мышц и соединительной ткани.

Известно, что пищеварительные органы имеют такую же величину коэффициента поглощения, как и другие мягкие ткани. Но тень пищевода, желудка и кишечника можно различить, если пациент примет внутрь контрастное вещество — сернокислый барий ($Z=56$ для бария). Сернокислый барий сильно непрозрачен для рентгеновских

лучей и часто используется для рентгенологического обследования желудочно-кишечного тракта. Определенные непрозрачные смеси вводят в кровяное русло для того, чтобы исследовать состояние кровеносных сосудов, почек и т.п. Как контрастное вещество в этом случае используют йод, атомный номер которого составляет 53.

Причиной применения рентгеновского излучения в диагностике послужила их высокая проникающая способность. В первое время после открытия рентгеновское излучение использовалось по большей части для исследования переломов костей и определения местоположения инородных тел (например, пуль или осколков) в теле человека. В настоящее время применяют несколько методов диагностики с помощью рентгеновских лучей (рентгенодиагностика). К ним относятся рентгеноскопия, флюорография, рентгенография и компьютерная рентгеновская томография.

Рентгеноскопия. В этом случае рентгеновский прибор состоит из источника рентгеновских лучей (рентгеновской трубки) и флуоресцирующего экрана. После прохождения рентгеновских лучей через тело пациента врач наблюдает теневое его изображение. Этот метод дает возможность изучить функциональное состояние некоторых органов. Например, врач непосредственно может пронаблюдать движения легких, прохождение контрастного вещества по желудочно-кишечному тракту.

Флюорография. Этот метод состоит в получении фотографии с изображением части тела пациента. Его используют, как правило, для предварительного исследования состояния внутренних органов пациентов с помощью малых доз рентгеновского излучения.

Рентгенография. (Радиография рентгеновских лучей). Это метод исследования с помощью рентгеновских лучей, в ходе которого изображение записывается на фотографи-

ческую пленку. Фотографии делаются обычно в двух перпендикулярных плоскостях. Этот метод имеет некоторые преимущества. Рентгеновские фотографии содержат больше деталей, чем изображение на флуоресцентном экране, и потому они являются более информативными. Они могут быть сохранены для дальнейшего анализа. Общая доза излучения меньше, чем применяемая в рентгеноскопии.

Компьютерная рентгеновская томография. Оснащенный вычислительной техникой осевой томографический сканер является наиболее современным аппаратом рентгенодиагностики, который позволяет получить четкое послойное изображение любой части человеческого тела, включая мягкие ткани органов.

4.3. Взаимодействие фотонов с атомными ядрами

Ядерный фотоэффект — это процесс неупругого взаимодействия фотонов с атомными ядрами. Он происходит при энергиях фотонов выше порога фотоядерных реакций. Когда фотон с энергией ($\sim 10\text{--}20$ МэВ) попадает в ядро, его взаимодействие с нуклоном может происходить одновременно со всеми протонами электромагнитными взаимодействиями. Это приводит согласно коллективной модели ядра к колебанию протонов относительно нейтронов, которые не взаимодействуют с фотонами электромагнитным взаимодействием.

В результате взаимодействия в сечениях фотоядерных реакций возникает, как показано на рис.4.9, широкий максимум — гигантский дипольный резонанс (ГДР).

С ростом энергии фотонов возрастает вероятность взаимодействия с отдельными нуклонами или группами нуклонов (кластерами). В результате этих процессов про-

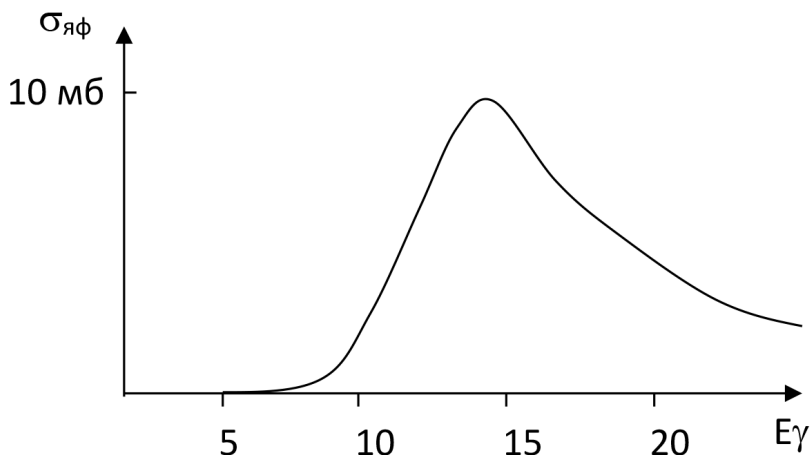
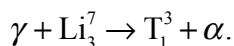
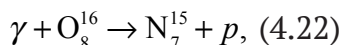
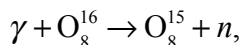


Рис.4.9. Сечение гигантского дипольного резонанса (ядерного фотоэффекта)

исходит (рис.4.10) распад ядра с испусканием отдельных нуклонов (p , n) или кластеров (d , α и т.д.).

Примерами фотоядерных реакций являются:



Одночастичный механизм взаимодействия фотонов с ядрами в результате перераспределения энергии между нуклонами также может приводить к образованию максимума в сечениях. К тому же такой механизм объясняет появление структуры в сечении гигантского дипольного резонанса.

Сечение ядерного фотоэффекта имеет форму широкого резонанса (рис.4.9). Ширина резонанса составляет 3–8 МэВ, а в легких ядрах (например, $Li^{6,7}$) возрастает до 10–12 МэВ. Амплитуда сечения составляет от ~ 10 в легких ядрах до ~ 100 мб

в тяжелых (10^{-26} – 10^{-25} см²). Энергетическое положение максимума в сечении E_0 смещается с ростом атомного номера A от 20–25 МэВ до 13–15 МэВ. Для описания его положения по энергии используется выражение:

$$E_0 = 80 A^{-1/3} \text{ МэВ} \quad (4.23)$$

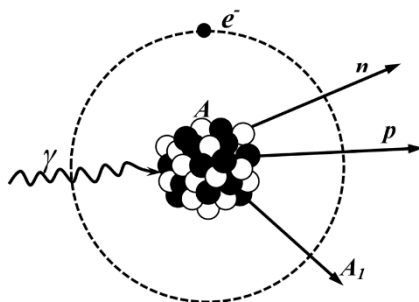


Рис. 4.10. Ядерные реакции под действием фотонов

Интегральное сечение поглощения фотонов ядрами описывается выражением:

$$\sigma_{\text{фотопогл}}^{\text{ит}} = \int_0^{50 \text{ МэВ}} \sigma(E) dE = 60 \frac{NZ}{A} \text{ МэВ} \cdot \text{мб} \quad (4.24)$$

Вклад ядерного фотоэффекта в сечение полного фотопоглощения составляет порядка 1%. Для тяжелых ядер и в области энергий фотонов 10–50 МэВ это значение выше одного процента.

В результате фотоядерных реакций, как уже отмечалось, образуются вторичные частицы (фотоны, p , n , d , α и т.д.). Их энергии имеют широкий спектр (до десятка МэВ). Длина пробега заряженных частиц зависит от энергии фотонов и заряда атомов вещества. Например, в воде при энергиях фотонов порядка 20 МэВ она достигает нескольких миллиметров. Взаимодействие вторичных заряженных частиц с веществом описывается формулой Бете-Блоха для нерелятивистского случая. Энергия заряженных частиц в конечном итоге поглощается веществом. Нейтроны, как и вторичные фотоны, могут уносить энергию из вещества. Для пучков фотонов с энергией 50 МэВ вклад в поглощенную веществом энергию продуктов фотоядерных реакций

составляет в 0.30–0.42%, причем примерно 70% этой величины образуется в результате фотопротонных реакций (γ, p), а 25% — фотонейтронных реакций (γ, n).

Основные закономерности ядерного фотоэффекта:

- сечение имеет форму колокола с максимумом при $E_\gamma = 10\text{--}15$ МэВ;
- интегральное сечение пропорционально заряду атомов среды Z ;
- вклад в сечение полного фотопоглощения составляет ~1%;
- возникает поток энергичных вторичных частиц.

Глава 5.

Взаимодействие нейтронов с веществом

При прохождении нейтронов через вещество они взаимодействуют, в основном, с ядрами благодаря действию ядерных сил. При низких энергиях преобладает упругое рассеяние нейтронов на ядрах (рис.5.1). Нейтроны проходят через вещество, например свинец, меняют направление движения, почти не меняя своей энергии.

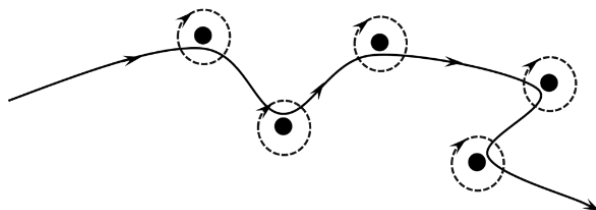


Рис. 5.1. Пример траектории нейтрона в веществе с высоким атомным номером

С ростом энергии нейтронов увеличивается вклад неупругого рассеяния, когда ядро оказывается в возбужденном состоянии. Существенным оказывается вклад ядерных реакций, в результате которых возникают нейтроны, заряженные частицы и ядра отдачи. Среди ядерных реакций выделяются процессы деления тяжелых ядер под действием нейтронов.

Условно нейтроны делятся на медленные ($E_n \leq 1$ кэВ), включающие в себя и тепловые ($0.025 \text{ эВ} \leq E_n \leq 1$ кэВ), про-

межуточные нейтроны ($1 \text{ кэВ} \leq E_n \leq 500 \text{ кэВ}$) и быстрые ($500 \text{ кэВ} \leq E_n$).

Для медленных нейтронов характерно упругое рассеяние на ядрах:

$$(A, Z) + n \rightarrow (A, Z) + n'. \quad (5.1)$$

В результате упругого рассеяния кинетическая энергия первичного нейтрона перераспределяется между ним и ядром. Энергию ядра отдачи можно вычислить, используя законы сохранения энергии и импульса:

$$E_{\text{я}} = \frac{4m_n M_{\text{я}}}{(m_n + M_{\text{я}})^2} E_n \cos^2 \varphi = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n \cos^2 \varphi, \quad (5.2)$$

где φ — угол между первоначальным направлением движения нейтрона и направлением движения ядра отдачи.

Упругое рассеяние нейтронов может осуществляться при взаимодействии непосредственно с силовым полем без проникновения частицы в ядро (потенциальное рассеяние) и с проникновением (резонансное рассеяние). Потенциальное рассеяние возможно при любой энергии нейтронов, резонансное рассеяние происходит, когда энергия нейтрона близка к энергии одного из уровней ядра.

Кроме того, медленные нейтроны могут испытывать неупругое рассеяние:

$$(A, Z) + n \rightarrow (A, {}_{\gamma}Z)^* + n' \quad (5.3)$$

Энергию ядра отдачи можно вычислить, исходя из законов сохранения энергии и импульса. Максимальная энергия ядра отдачи составляет

$$E_{\text{я}}^{\text{max}} = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n. \quad (5.4)$$

При движении нейтронов в веществе в результате их столкновений с атомными ядрами происходит уменьшение

их энергии. Замедление нейтронов наиболее эффективно осуществляется в веществе, масса ядер которого сравнима с массой нейтронов. Таким веществом является, например, парафин, содержащий водород.

При столкновении с ядрами водорода в парафине нейтроны теряют максимальное количество энергии. Энергия нейтрона E_0 после n соударений в водородосодержащей среде составляет

$$\bar{E}_n = \frac{E_0}{2^n}. \quad (5.5)$$

Сечение взаимодействия нейтронов с веществом условно можно разделить на область разрешенных резонансов, область неразрешенных резонансов и дифракционных максимумов. Первые две области относятся к сечениям взаимодействия медленных нейтронов с ядрами, а третья — к сечениям взаимодействия с ними быстрых нейтронов.

Область разрешенных резонансов имеет место при небольших энергиях нейтронов. В ней с большой вероятностью происходит радиационный захват нейтронов, а величины максимумов в сечении взаимодействия нейтронов с ядрами хорошо описываются формулами Брейта-Вигнера, причем величины сечений в максимумах очень велики. Выше по энергии располагается область неразрешенных резонансов, где острые пики перекрывают друг друга и наблюдаются «усредненные» максимумы, имеющие ширину большую, чем в области разрешенных резонансов. Еще выше по энергии в сечении наблюдаются неглубокие широкие максимумы, имеющие дифракционную природу.

На рис. 5.2 представлено сечение взаимодействия нейтронов с ядрами $^{113}_{48}\text{Cd}$. В приведенном примере область разрешенных максимумов располагается ниже 100 эВ, неразрешенных — от 100 эВ до 1 кэВ, дифракционных максимумов — выше 1 кэВ. Другие примеры приведены на рис. 5.3.

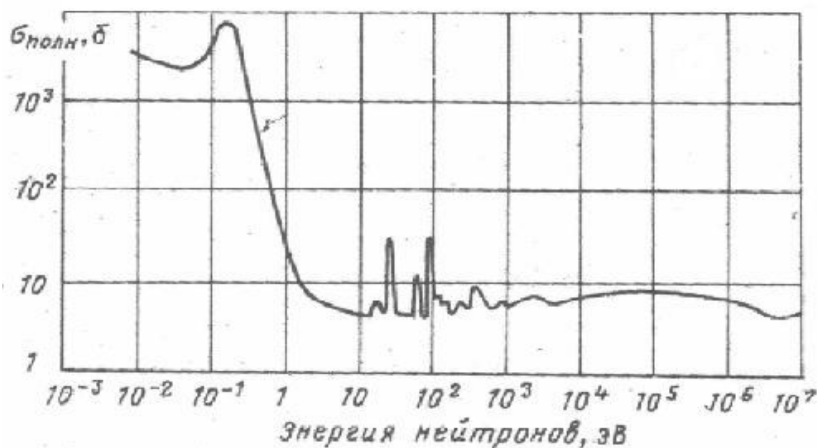


Рис.5.2. Сечение взаимодействия нейтронов с ядрами $^{113}_{48}\text{Cd}$

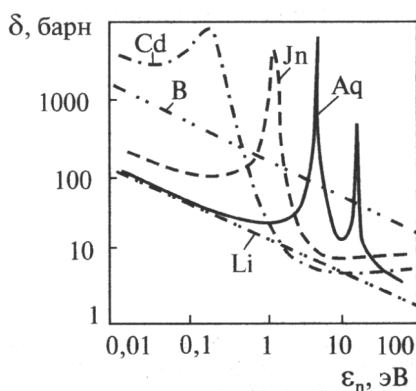


Рис. 5.3. Сечение взаимодействия нейтронов с ядрами различных элементов

Для медленных нейтронов сечение потенциального рассеяния σ_n не зависит от энергии и определяется соотношением:

$$\sigma_n = 4\pi R_{\text{я}}^2, \quad (5.6)$$

где $R_{\text{я}}$ — радиус ядра.

Сечение захвата медленных нейтронов в области разрешенных резонансов описывается формулой Брейта-Вигнера:

$$\sigma_p(n, \gamma) = g\pi\lambda_n^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E_n - E_{рез})^2 + \Gamma^2/4}, \quad (5.7)$$

$$\sigma_n(n, n) = g\pi\lambda_n^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E_n - E_{рез})^2 + \Gamma^2/4}, \quad (5.8)$$

где $E_{рез}$ — энергия уровня, Γ — ширина уровня, $\frac{\Gamma_n}{\Gamma}$ и $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}$ —

вероятности перехода ядра в основное состояние с испусканием нейтрона или γ -кванта.

Спиновый множитель g представляет собой вероятность образования $2J+1$ состояний составного ядра со спином s при взаимодействии медленных нейтронов с $l=0$ и $s=1/2$ и ядра мишени со спином I :

$$g = \frac{2J+1}{(2s_n+1)(2I+1)}. \quad (5.9)$$

При $E_n > E_{рез}$

$$\Gamma_n \sim v \quad \Gamma_n = \text{const} \quad (5.10)$$

При низких энергиях нейтронов из (5.10) следует, что $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$ и $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma \approx \Gamma_\gamma$.

При резонансных значениях нейтронов

$$\sigma_{рез} \sigma(E_{htp}) = \pi\lambda_{рез} \frac{\Gamma_n(E_{рез})\Gamma_\gamma}{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (5.11)$$

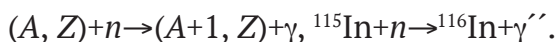
Сечение реакции (n, γ) в области резонанса имеет вид

$$\sigma(n, \gamma) = \sigma_{рез} \frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{\left(E_n - E_{рез}\right)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \left(\frac{E_{рез}}{E_n}\right)^{1/2}. \quad (5.12)$$

В области за разрешенными резонансами сечение σ_p изменяется обратно пропорционально скорости нейтронов (закон $1/v$):

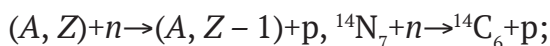
$$\sigma_p \sim \frac{1}{v}. \quad (5.13)$$

Быстрые и медленные нейтроны взаимодействуют с ядром посредством ядерных реакций. Для медленных нейтронов ($T_n \leq 500$ кэВ) характерен радиационный захват:

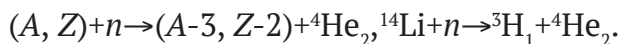


При попадании быстрых ($500 \text{ кэВ} \leq T_n \leq 10 \text{ МэВ}$) нейтронов в ядро могут происходить следующие виды ядерных реакций:

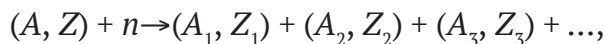
- реакции с образованием протонов:



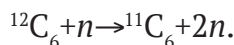
- реакции с образованием α -частиц:



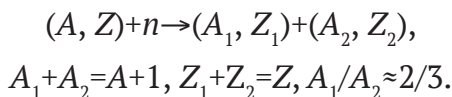
- реакции с образованием нескольких частиц в конечном состоянии:



при условии, что: $A_1 + A_2 + A_3 + \dots = A+1$, $Z_1 + Z_2 + Z_3 + \dots = Z$,



Реакции деления тяжелых ядер могут происходить как на медленных, так и на быстрых нейтронах:



Полное сечение рассеяния быстрых нейтронов $\sigma_{\text{быстр}}$ представляет собой сумму сечений неупругого рассеяния σ_n и сечения дифракционного рассеяния $\sigma_{\text{диф}}$:

$$\sigma_n = \pi (R_y + \lambda_n)^2 \quad (5.14)$$

$$\sigma_{\text{диф}} = \pi (R_y + \lambda_n)^2 \quad (5.15)$$

$$\sigma_{\text{быстр}} = \sigma_n + \sigma_{\text{диф}} = 2\pi (R_y + \lambda_n)^2 = 2\pi R_y^2, \quad (5.16)$$

где $\lambda_n = \frac{h}{p}$ — длина волны де Бройля нейтрона, p — импульс налетающего нейтрона.

Сечение взаимодействия быстрых нейтронов с веществом имеет форму дифракционных максимумов (рис.5.2). Эта область сечения хорошо описывается оптической моделью ядра²⁵.

Радиус ядра при взаимодействии с ним быстрых нейтронов, как следует из (5.16), связан с сечением соотношением:

$$R_y = \sqrt{\sigma_{\text{быстр}} \frac{1}{2\pi}}. \quad (5.17)$$

Поскольку радиус ядра зависит от массового числа A , то можно описать полуэмпирической формулой:

²⁵ В рамках оптической модели предполагается, что нейтрон представляет собой когерентные волны, одна из которых проходит через ядро, а другая мимо него. Две волны интерферируют между собой, образуя дифракционные максимумы.

$$R_{\text{я}} = \left(1.37 A^{1/3} + 1.3 \right) \cdot 10^{-13} \text{ см} \approx 1.37 A^{1/3}, \quad (5.18)$$

сечение взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами также зависит от его атомного номера.

Радиус легких ядер лучше описывается формулой:

$$R_{\text{я}} = \left(1.37 A^{1/3} + 0.5 \right) \left(1 - e^{-0.49 \sqrt{A}} \right) \cdot 10^{-13} \text{ см} \quad (5.19)$$

Поток нейтронов $J_n(x)$, прошедший тонкий слой вещества толщиной x , связан с падающим потоком J_0 экспоненциальным законом

$$J_n(x) = J_0 e^{-\sigma n x}, \quad (5.20)$$

где σ — сечение взаимодействия нейтронов, n — плотность ядер среды.

Средняя длина свободного пробега нейтронов в веществе $l_{\text{ср}}$ составляет:

$$l_{\text{ср}} = \frac{1}{n\sigma} \quad (5.21)$$

На качественном уровне движение нейтронов в веществе, например в воде, выглядит примерно так. Если нейтроны имеют большую энергию, то они либо осуществляют ядерные реакции, либо рассеиваются по всей глубине вещества.

В результате ядерных реакций возникают вторичные заряженные частицы, ядра отдачи, фотоны и электроны. Число нейтронов в зависимости от глубины проникновения пучка уменьшается экспоненциально, поэтому и количество образовавшихся вторичных частиц быстро уменьшается. Пробег вторичных заряженных частиц составляет, как правило, не больше нескольких миллиметров. Вторичные фотоны взаимодействуют с веществом в результате фотоэффекта и комптоновского рассеяния. Небольшой вклад будут давать фотоядерные реакции. Под действием нейтронов, вторичных заряженных частиц и фотонов

возникают вторичные электроны, которые, в основном имеют небольшие энергии и останавливаются в тех же точках, где и возникли.

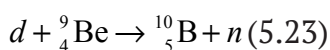
Таким образом, часть первичных нейтронов выходит из пучка, поглощаясь ядрами. Другая часть нейтронов в результате рассеяния постепенно теряет энергию в каждом акте рассеяния. При этом возникают ядра отдачи, ионизирующие вещество. Когда энергия нейтронов становится сравнимой с энергией теплового движения атомов в веществе, нейтроны называют тепловыми. Они дальше не уменьшают свою энергию и распространяются в веществе благодаря процессу диффузии.

В качестве источника нейтронов применяются реакторы, а также ускорители — циклотроны и высоковольтные ускорители трансформаторного типа, которые часто называют генераторами нейтронов.

В реакторах получают нейтроны с широким спектром энергий от 0 до 17 МэВ, причем средняя энергия нейтронов составляет около 2 МэВ.

Количество нейтронов высоких энергий мало из-за быстрого уменьшения их числа с ростом энергии нейтронов. Поэтому нейтроны с энергией несколько МэВ можно получить только на ускорителях.

На ускорителях получают высокоэнергичные нейтроны с энергией 8–50 МэВ. Для этой цели в них используются реакции взаимодействия дейтронов с бериллиевой или тритиевой мишенью:



Применение ускорителей для получения пучков нейтронов связано с использованием реакций (5.22) и (5.23).

Высоковольтные ускорители дешевые и компактные. В них получается более интенсивный первичный пучок заряженных частиц и, следовательно, интенсивность пучка нейтронов оказывается высокой. Циклотроны имеют преимущество над высоковольтными ускорителями, поскольку позволяют получать нейтроны высоких энергий, причем спектр нейтронов имеет широкие пределы.

Основные закономерности взаимодействия нейтронов с веществом:

- взаимодействуют с атомными ядрами в результате упругих, неупругих столкновений и ядерных реакций;
- сечение рассеяния медленных нейтронов практически не зависит от их энергии и пропорционально квадрату радиуса ядра:

$$\sigma_{\text{медл}} \sim R_{\text{я}}^2;$$

- сечение рассеяния быстрых нейтронов $\sigma_{\text{быстр}} \sim (R_{\text{я}} + \lambda)^2$ уменьшается обратно пропорционально их скорости:

$$\sigma_{\text{быстр}} \sim \frac{1}{V};$$

- При прохождении через вещество поток нейтронов уменьшается экспоненциально.

Приложение

Таблица П.1

Универсальные физические постоянные

Название	Обозначение	Величина
Элементарный заряд	e	$1.60217657 \times 10^{-19} \text{ Кл} =$ $= 4.8032045 \times 10^{-10} \text{ ед. СГСЭ}$
Скорость света в вакууме Гравитационная постоянная Постоянная Планка	e^2	$1.44 \times 10^{-13} \text{ МэВ} \cdot \text{см} = 1.44 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}$
	c	$2.997925 \times 10^8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$
	G	$6.6734 \times 10^{-10} \text{ м}^3 \times \text{кг}^{-1} \times \text{с}^{-2}$
	h	$6.6260696 \times 10^{-34} \text{ Дж} \times \text{с} =$ $= 4.135669 \times 10^{-21} \text{ МэВ} \times \text{с}$
	$\eta = \frac{h}{2\pi}$	$1.0545727 \times 10^{-34} \text{ Дж} \times \text{с} =$ $6.582122 \times 10^{-22} \text{ МэВ} \times \text{с}$
Число Авогадро	N_A	$6.0221413 \times 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Масса покоя электрона	m_e	$5.48579903 \times 10^{-4} \text{ а.е.м.} =$ $9.109383 \times 10^{-31} \text{ кг} =$ $510.9989 \text{ КэВ}/c^2$
Масса покоя протона	m_p	$1.007276470 \text{ а.е.м.} =$ $1.672623 \times 10^{-27} \text{ кг} =$ $938.2720 \text{ МэВ}/c^2$
Масса покоя дейтрона	m_d	$1875.61286 \text{ МэВ}/c^2$
Масса покоя нейтрона	m_n	$1.008664904 \text{ а.е.м.} =$ $= 1.674929 \times 10^{-27} \text{ кг} =$ $= 939.5656 \text{ МэВ}/c^2$
Масса атома водорода	m_H	$1.007825035 \text{ а.е.м.} =$ $= 1.673534 \times 10^{-27} \text{ кг} =$ $938.7833 \text{ МэВ}/c^2$

Относительный заряд электрона	$\frac{e}{m_e}$	$1.75881962 \times 10^{11}$ Кл/кг
Относительный заряд протона	$\frac{e}{m_p}$	9.5788309×10^7 Кл/кг
Классический радиус электрона	$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$	2.817938×10^{-15} м = 2,818 Фм
Электрическая постоянная	ϵ_0	$8.854187817 \times 10^{-12}$ Ф/м
Магнитная постоянная	μ_0	$12.566370614 \times 10^{-7}$ Гн/м
Радиус первой боровской орбиты	$a_0 = \frac{e^2}{\hbar c}$	$5.29177249 \times 10^{-11}$ м $\approx$ 52918 Фм
Постоянная тонкой структуры	$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$	$0.007729735308 = 1/137.0359895$
Атомная единица массы	1 а.е.м.	931.49432 МэВ = $1.6605402 \times 10^{-27}$ кг
Энергия	Е	1эВ = $1.60217733 \times 10^{-19}$ Дж = $1.7826627 \times 10^{-36}$ кг $\times$ с ²

Таблица П.2.

Плотность некоторых веществ

Вещество	Плотность, кг/м ³	Вещество	Плотность, кг/м ³
Алюминий	2700	Кобальт	8600
Антрацен	1250	Медь	8930
Бетон	2200–2350	Парафин CH ₂	890

Вода	1000	Свинец	11300
Воздух	1.293	Серебро	10500
Вольфрам	19300	Стекло	2400–2600
Графит	1600	Тяжелая вода D ₂ O	1100
Железо, сталь	7100–7900	Уран	18700
Железо, чистое	7870	Фосфор	2200
Золото	19320	Чугун	7200
Кадмий	8640	NaCl	4040

Таблица П.3.

Нейтронные сечения

Элемент	Сечение, б		
	поглощения σ_a	активации $\sigma_{\text{акт}}$	рассеяния $\sigma_{\text{рас}}$
H	5×10^{-4}	5.7×10^{-4}	7
Li	71	-	1.4
Be	10^{-2}	9×10^{-4}	7
B	755	-	4
C	3.8×10^{-3}	-	4.8
O	2×10^{-4}	-	4.2
F	$< 10^{-2}$	9×10^{-3}	3.9
Na	0.53	0.53	4
Al	0.23	0.21	1.4
Cu	3.77	-	7.2
Ag	63	-	6
Au	98.8	96	9.3

Таблица П.4.

Соотношения между единицами измерения активности и дозы характеристик поля излучения в СИ и внесистемными единицами

Величина и ее символ	Название и обозначения единиц		Связь между единицами
	Внесистем- ная единица	Единица в СИ	
Активность А	1 Ки	1 Бк	1 Бк = 1 расп./с 1 Ки = 3.7×10^{10} Бк 1 Бк = 2.703×10^{-11} Ки
Плотность потока I или тока J_I энергии частиц	1 эрг/(см ² ×с) 1 МэВ/(см ² ×с)	1 Вт/м ²	1 эрг/(см ² ×с) = 10^{-3} Вт/м ² 1 Вт/м ² = 10^3 эрг/ (см ² ×с) 1 МэВ/(см ² ×с) = $= 1.6 \times 10^{-9}$ Вт/м ² 1 Вт/м ² = 6.25×10^8 МэВ/(см ² ×с)
Поглощенная доза D	1 рад	1 Гр	1 Гр = 1 Дж/кг = 100 рад 1 рад = 10^{-2} Гр
Мощность поглощенной дозы Р	1 рад/с	1 Гр/с	1 Гр/с = 100 рад/с 1 рад/с = 10^{-2} Гр/с
Эквивалентная доза $D_{\text{экв}}$	1 бэр	1 Зв	1 Зв = 1 Гр/К = 100 бэр 1 бэр = 10^{-2} Зв
Мощность эквивалентной дозы $R_{\text{экв}}$	1 бэр/с	1 Зв/с	1 Зв/с = 100 бэр/с 1 бэр/с = 10^{-2} Зв/с
Экспозиционная доза $D_{\text{экс}}$	1 Р	1 Кл/кг	1 Кл/кг = 3.88×10^3 Р 1 Р = 2.58×10^{-4} Кл/кг
Мощность экспозиционной дозы $R_{\text{экс}}$	1 Р/с	1 А*/кг	1 А/кг = 3.88×10^3 Р/с 1 Р/с = 2.58×10^{-4} А/кг

Керма К	1 рад	1 Дж/кг	1 Дж/кг = 100 рад 1 рад = 10^{-2} Дж/кг
---------	-------	---------	--

Таблица П.5.

Линейные коэффициенты поглощения энергии γ -излучения, см⁻¹

Энергия γ -излучения, МэВ	Вода	Алюминий	Железо	Свинец	Воздух
0.03	0.145	2.42	57.305	315.447	0.188
0.04	0.0624	0.905	24.806	150.915	0.0804
0.05	0.0386	0.459	12.482	82.422	0.0486
0.06	0.0302	0.275	7.442	50.040	0.0371
0.08	0.0252	0.142	3.242	22.127	0.0303
0.10	0.0250	0.099	1.719	24.510	0.0299
0.15	0.0276	0.076	0.630	12.255	0.0322
0.20	0.0297	0.074	0.382	6.797	0.0344
0.30	0.0318	0.076	0.265	2.825	0.0371
0.40	0.0328	0.077	0.240	1.520	0.0318
0.50	0.0332	0.078	0.231	1.012	0.0387
0.60	0.0328	0.077	0.224	0.770	0.0383
0.80	0.0320	0.075	0.214	0.540	0.0372
1.0	0.0310	0.072	0.205	0.434	0.0361
1.5	0.0283	0.066	0.185	0.318	0.0330
2.0	0.0260	0.061	0.172	0.280	0.0303
3.0	0.0227	0.054	0.160	0.276	0.0265
4.0	0.0205	0.051	0.155	0.287	0.0239
5.0	0.0190	0.048	0.155	0.200	0.0224
6.0	0.0179	0.048	0.155	0.312	0.0211
8.0	0.0164	0.045	0.158	0.331	0.0194
10.0	0.0154	0.044	0.162	0.350	0.185

Таблица П.6.
Массовые коэффициенты ослабления (μ/ρ) и поглощения (τ/ρ)
 γ -излучения ($\text{г}/\text{см}^2$)

Энергия, МэВ	Алюминий		Свинец		Вода			Воз- дух
	μ/ρ	τ/ρ	μ/ρ	τ/ρ	μ/ρ	τ/ρ	μ/ρ	τ/ρ
0.1	0.169	0.0371	5.46	2.16	0.171	0.0253	0.155	0.0233
0.2	0.122	0.0275	0.942	0.586	0.137	0.0299	0.123	0.0269
0.4	0.0927	0.0287	0.220	0.136	0.106	0.0328	0.0953	0.0295
0.6	0.0779	0.0286	0.119	0.0684	0.0896	0.0329	0.0804	0.0295
0.8	0.0683	0.0278	0.0866	0.0477	0.0786	0.0321	0.0706	0.0288
1.0	0.0614	0.0269	0.0703	0.0384	0.0706	0.0310	0.0635	0.0276
1.5	0.0500	0.0246	0.0550	0.0280	0.0590	0.0283	0.0515	0.0254
2.0	0.0431	0.0227	0.0463	0.0248	0.0493	0.0260	0.0445	0.0236
3.0	0.0360	0.0201	0.0410	0.0238	0.0390	0.0227	0.0360	0.0211
4.0	0.0310	0.0188	0.0421	0.0253	0.0339	0.0204	0.0307	0.0193
6.0	0.0264	0.0174	0.0436	0.0287	0.0275	0.0178	0.0250	0.0173
8.0	0.0241	0.0169	0.0458	0.0310	0.0240	0.0163	0.0220	0.0163
10.0	0.0229	0.0167	0.0489	0.0328	0.0219	0.0154	0.0202	0.0156

Таблица.П.7.
Массовые коэффициенты поглощения энергии воздуха
и биологических тканей

$(\mu_{\text{en}} / \rho)_{\text{м}}, (\text{см}^2\text{г}^{-1})$				
Энергия, кэВ	Воздух	Ткань	Мышца	Кость
10	4.742	2.935	4.964	26.80
20	0.539	0.325	0.564	3.601
40	0.068	0.046	0.072	0.451
60	0.030	0.026	0.033	0.140

80	0.024	0.024	0.026	0.069
100	0.023	0.024	0.025	0.046
200	0.027	0.030	0.029	0.030
500	0.030	0.033	0.033	0.031
1000	0.028	0.031	0.031	0.029
2000	0.024	0.026	0.026	0.024
5000	0.017	0.019	0.019	0.019
10000	0.015	0.015	0.015	0.016
20000	0.013	0.013	0.014	0.016
Плотность, (г.см ⁻³)	0.001293	0.95	1.00	1.85

Литература

1. Черняев А. П. Ионизирующие излучения / Изд. 3, перераб. и доп. М.: ИД КДУ, 2014.
2. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. 1. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений. Изд. 5, перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1993.
3. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика. Кн. 2. Физика элементарных частиц. Изд. 5, перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1993.
4. Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С. Основы экспериментальных методов ядерной физики / Изд. 2, перераб. и доп. М.: Атомиздат, 1977.
5. Костылев В. А. Наркевич Б. Я. Медицинская физика. М.: ОАО «Издательство «Медицина» 2008.
6. Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Юдин Н. П. Частицы и атомные ядра. Издательство Московского университета. Москва, 2005.
7. Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика. М. Изд. Наука. 1972.
8. Джонс Х. Физика радиологии. М.: Атомиздат, 1965.
9. Khan F.M/ The Physics of Radiation Therapy. USA, Baltimore, 1992.
10. Балашов В. В. Строение вещества. Изд-во Моск. ун-та, 1993.
11. Стародубцев С. В., Романов А. М. Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент: Изд-во АН УзССР, 1962.
12. Меликов Ю. В. Экспериментальная техника в ядерной физике. Изд-во Моск. ун-та, 1973.