

**Министерство образования и науки Российской Федерации
федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Иркутский государственный университет»
(ФБГОУ ВПО ИГУ)**

**Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт геохимии им. А.П. Виноградова
Сибирского отделения Российской академии наук
(ИГХ СО РАН)**

Методы экспериментальной физики конденсированного состояния

Часть 2

Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом

Учебное пособие

Егранов А.В.

Иркутск 2013

УДК53.072
ББК32.97:53

Печатается по решению Ученого совета физического факультета
Иркутского государственного университета

Редактор серии
Зам.директора ИГХ СО РАН, засл. деятель науки России, профессор,
Лауреат премии правительства РФ, д.ф.м.н. А.И.Непомнящих

Рецензенты:
Заведующий лабораторией рентгеновских методов анализа Института
геохимии им. А.П. Виноградова, доктор технических наук А.Л.
Финкельштейн
Зав. кафедрой электроники твердого тела ИГУ, доктор. физ.-мат. наук
А.А.Гаврилюк

Издание подготовлено при частичной поддержке Программы стратегического развития
ИГУ на 2013-2016 гг., проект Р132-ОУ-002 и Министерства образования и науки
Российской Федерации, в рамках научно-образовательного центра “НОЦ физического
материаловедения и спектроскопии конденсированного состояния”

А.В. Егранов
Методы экспериментальной физики конденсированного состояния Часть
2. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом – учебное
пособие – Иркутск. Изд-во Иркутский ун-т, 2013. с.

*Рассматриваются теоретические и экспериментальные основы
взаимодействия ионизирующих излучений с веществом и их
дозиметрические характеристики. Пособие предназначено для бакалавров
и магистров физического факультета, специализирующихся в области
радиофизики, микро- и твердотельной электроники, общей, медицинской и
теоретической физики.*
Библиогр.: назв. Табл. Рис.

УДК53.072
ББК32.97:53

© А.В. Егранов, 2013
© ФБГОУ ВПО «Иркутский государственный университет», 2013
© ИГХ СО РАН, 2013

Оглавление

Глава 1 Введение	5
1.1 Предмет и задачи курса	5
1.2 Исторический экскурс в становление ядерной физики, радиологии и радиационной безопасности	
1.3 Дозиметрия ионизирующих излучений – общая характеристика	
Глава 2 Основные величины и единицы в области ионизирующих излучений	11
2.1 Дифференциальные и интегральные характеристики поля излучения	11
2.2 Сечение взаимодействия (поперечное сечение) ионизирующих излучений с веществом	
2.3 Закон ослабления узкого пучка	
2.4 Радиактивный распад (активность)	
2.5 Термины и определения	
2.6 Дозовые характеристики поля излучения	
2.7 Контрольные вопросы и задачи	27
Глава 3 Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом	
3.1 Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом	
3.1.1 Фотоэффект	
3.1.2 Эффект Комптона	
3.1.3 Историческое отступление	
3.1.4 Образование электрон - позитронных пар	
3.1.5 Аннигиляция позитрония	
3.1.6 Квантовая запутанность и Квантовая телепортация	
3.1.7 Образование фотонейтронов	
3.1.8 Общая характеристика взаимодействия фотонов с веществом	
3.2 Взаимодействие нейтронов с веществом	48
3.2.1 Общая характеристика взаимодействия нейтронов с веществом	49
3.2.2 Кинематика рассеяния нейтронов	53
3.2.3 Радиационный захват	54
3.2.4 Захват нейтрона с последующим испусканием заряженных и не заряженных частиц	55
3.2.5 Вынужденное деление атомных ядер нейтронами	56
3.2.6 Естественный атомный реактор в Окло	59
3.2.7 Общая характеристика прохождения нейтронов через вещество	62
3.3 Взаимодействие заряженных частиц с веществом	64
3.3.1 Ионизационное торможение заряженных частиц. Уравнение Бете - Блоха	65
3.3.2 Пробег заряженных частиц в веществе. δ -электроны	69
3.3.3 Упругое рассеяние заряженных частиц на ядрах. Ядерное	

взаимодействие	
3.3.4 Тормозное излучение	72
3.3.5 Излучение Вавилова - Черенкова	73
3.3.6 Излучение сверхсветовых источников в вакууме	77
3.3.7 Переходное излучение на границе раздела двух сред	
Контрольные вопросы и задачи	85
Глава 4 Радиационная безопасность	86
4.1 Радиационный фон	86
4.1.1 Естественный радиационный фон	86
4.1.2 Техногенный радиационный фон	91
4.1.3 Искусственный радиационный фон	93
4.2 Нормы радиационной безопасности	95
4.2.1 Требования к ограничению техногенного облучения в контролируемых условиях	96
4.2.2 Историческое отступление	98
4.3 Радиация и человек	102
4.3.1 Радиочувствительность	103
4.3.2 Воздействие радиации на человека	107
Литература	112

Глава 1 Введение

1.1 Предмет и задачи курса

Формирование биосферы и зарождение жизни на Земле происходило в условиях радиационного воздействия различной природы. После фундаментальных открытий конца XIX в. – природной радиоактивности и рентгеновских лучей – началось бурное развитие атомной и ядерной физики. После открытия и получения искусственной радиоактивности стала очевидной возможность практического использования атомной энергии. Очередной вехой в этом направлении стало осуществление управляемой цепной реакции деления тяжёлых ядер. На фоне исследования ядерно-физических процессов в научных целях в США было создано атомное оружие, что повлекло за собой безудержную гонку ядерных вооружений. В ряде стран создавалась ядерная промышленность, строились атомные электростанции, и в настоящее время ядерная энергетика стала одной из важнейших характеристик современного мира. Параллельно происходило широкое внедрение ядерно-физических методов исследования в других областях знания: химии, биологии, геологии, медицины и др. Источники излучений используются в медицине, промышленности, сельском хозяйстве. Разработка месторождений полезных ископаемых, сжигание топлива (угля, нефти, газа), использование искусственных источников излучения в мирных целях с возникающими при этом нештатными ситуациями, испытание атомного и термоядерного оружия привело к увеличению вероятности (дополнительно к фоновому) радиационного воздействия на всё живое на Земле. На протяжении всего прошлого века шло накопление научной информации о пагубном воздействии высоких доз ионизирующих излучений на биообъекты, в том числе на людей.

Международная Комиссия по радиологической защите (МКРЗ), основываясь на данных крупнейших научных центров в области радиобиологии и радиационной безопасности, считает, что недооценка опасности ионизирующих излучений совершенно нетерпима и недопустима, что с ионизирующим излучением следует обращаться с большой осторожностью, но риск от его использования следует оценивать в сравнении с другими видами риска, чтобы не впасть в другую крайность – радиофобию. Последнее очень важно понимать, так как дальнейшее развитие человечества уже немыслимо без использования радиационных методов и технологий.

В настоящее время доступные методы контроля ионизирующих излучений достаточны для того, чтобы при их правильном использовании убедиться, что ионизирующие излучения являются лишь одним из

многообразных видов риска, которым мы подвергаемся и с которыми найдены способы сосуществования.

В связи с этим на основе научных знаний о взаимодействии ионизирующих излучений с веществом, о действии радиации на организм человека и его потомство, на основе разработанных к настоящему времени методов дозиметрии и спектрометрии излучений сформированы и приняты принципы и критерии радиационной безопасности, разработана система мероприятий по радиационной защите и обеспечению радиационной безопасности населения и людей, работающих в области исследования и практического использования ядерно-физических процессов и технологий, включая прежде всего ядерную энергетику. Разработаны и приняты регулярно корректирующиеся нормы радиационной безопасности и основные санитарные правила работы с источниками ионизирующего излучения а также разработано законодательство по обеспечению радиационной безопасности.

Всё это и представляет собой предмет лекционных курсов «Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом» и «Радиационная безопасность». Важнейшими задачами курсов являются изучение вопросов взаимодействия ионизирующих излучений (заряженных частиц, нейтронов, рентгеновских и γ -квантов) с веществом, их действия на биологические объекты различного уровня сложности (от молекулы до уровня целостного организма), а также изучение методов дозиметрического контроля ионизирующих излучений и на этой основе изучение принципов и мероприятий по обеспечению радиационной безопасности людей.

1.2 Исторический экскурс в становление ядерной физики, радиологии и радиационной безопасности

1895 г. Открытие рентгеновских лучей. Вильгельм Конрад Рентген ¹.

1896 г. Открытие радиоактивности. Антуан Анри Беккерель Беккерель.

1897 г. Открытие электрона. Джозеф Джон Томсон.

1898 г. Открытие новых радиоактивных элементов радия и полония. Пьер и Мария Кюри.

1911 г. Открытие атомного ядра. Эрнест Резерфорд.

1919 г. Осуществление первой ядерной реакции. Эрнест Резерфорд.

¹ Нобелевскую же премию по физике, которую ему, первому из физиков, присудили в 1901 году в знак признания исключительных услуг, которые он оказал науке открытием замечательных лучей, названных впоследствии в его честь, Вильгельм принял, но отказался приехать на церемонию вручения, сославшись на занятость. Премию ему переслали почтой.

1930 г. Запуск первого циклотрона. Эрнест Орландо Лоуренс и Милтон Стэнли Ливингстон.

1932 г. Открытие нейтрона. Джеймс Чедвик.

1932 г. Обоснование протон-нейтронной модели ядра. Вернер Карл Гейзенберг и Дмитрий Дмитриевич Иваненко.

1935 г. Обоснование капельной модели ядра. Карл Фридрих фон Вайцзеккер.

1938 г. Открытие деления ядер. Отто Хан и Фриц (Фридрих Вильгельм) Штрассман.

1940 г. Обнаружение спонтанного деления ядер. Георгий Николаевич Флёров и Константин Антонович Петряков.

Открытие первого трансуранового элемента ($Z=93$, нептуний). Эдвин Маттисон Макмиллан и Филипп Хауге Абельсон.

1942 г. Запущен первый ядерный реактор. Энрико Ферми.

Осуществлена управляемая ценная реакция деления тяжелых ядер.

1945 г. Первый взрыв атомной бомбы. США в Хиросиме. Через 3 дня второй – в Нагасаки.

1949 г. Первый взрыв атомной бомбы в СССР.

Обоснование оболочечной модели ядра. Мария Гёпперт – Майер и Йоханнес Ханс Даниель Йенсен.

1952 г. Обоснование обобщенной модели ядра. Оге Нильс Бор, Бенджамин (Бен) Рой Моттelson и Лео Джеймс Рейнуотер.

Первый взрыв наземного водородного (термоядерного) устройства. США.

1953 г. Первый взрыв водородной бомбы в СССР.

1954 г. Запуск первой атомной электростанции. Обнинск. СССР.

1956 г. Обнаружение антиядер действия. США.

1970 г. Обнаружение антиядер гелия-3. СССР.

1975 г. Обнаружение антиядер трития. СССР.

1984 г. Обнаружение кластерной радиоактивности (самопроизвольное испускание тяжелыми ядрами углерода). Роуз. Джонс. Позже – испускание Ne, Mg, Si, S.

1994 2000 гг. – Синтез сверхтяжелых элементов с $Z=110, 111, 112, 114, 116, 118$ ($A=271, 272, 277, 285, 289, 293$). Германия. Россия. США.

2000 г. Получение кварк-глюонной плазмы в столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ядер. Европейский центр ядерных исследований. Швейцария.

В пятидесятых (и последующих десятилетиях) разрабатываются мощные ускорители заряженных частиц.

1956 г. Запущен синхрофазотрон в Дубне (энергия 10 ГэВ, длина орбиты частиц около 200м, вес кольцевого электромагнита 40 тысяч тонн). СССР.

1967 г. Построен синхротрон в Протвино (близ Серпухова). СССР. Энергия частиц 70 Гэв, длина орбиты 1.5км, вес электромагнита 22 тысячи тонн. Он и поныне остается крупнейшим в России.

В США, Японии, Германии, а также в Европейской организации ядерных исследований (Церн, Швейцария) работают коллайдеры-ускорители на встречных пучках.

1983 г. В Протвино начались работы по сооружению УНК (ускорительно-накопительный комплекс) с предполагаемой энергией частиц 3000 Гэв (или 3Тэв). Энергия частиц в самом мощном в мире ускорителе лаборатории имени Э.Ферми (ФНАЛ) в США – 1Тэв (10^{12} эв).

Для УНК прорыли кольцевой тоннель длиной 21км и диаметром ~5м. Работы затормозились в связи с распадом СССР.

2010 г. Завершено сооружение большого адронного коллайдера (БАК) в Женеве. В 27км-м (под землей) тоннеле между Швейцарией и Францией ожидается получение энергии частиц ~10 триллионов (10^{13} эв) электрон-вольт. Только один из детекторов частиц и излучений – АТЛАС имеет диаметр 20м и длину цилиндра, расположенного под землей, ~26м. Вес его вместе с аппаратурой ~7 тысяч тонн. На начало 2010 года БАК уже несколько превзошел по энергии протонов предыдущего рекордсмена — протон-антипротонный коллайдер Тэватрон, который до конца 2011 года работал в Национальной ускорительной лаборатории им. Энрико Ферми (США).

В России и в США разрабатываются бланкеты – устройства, объединяющие возможности ускорителя заряженных частиц и ядерного реактора, т.е. комплексы из ускорителей и реакторов.

И это далеко не полный перечень открытий и достижений в области ядерной физики (т.е. практически не приведены достижения в физике элементарных частиц, термоядерного синтеза и т.п.). Однако и приведенных фактов достаточно, чтобы оценить стремительный характер накопления знаний в этой области и их практического использования. Параллельно шло накопление информации о характере воздействия излучений на живые объекты, в т.ч. и на организм человека.

Уже в 1896 г. Броун и Осгоуд обнаружили азооспермию у молодых мужчин, работавших с рентгеновскими лучами (на заводах по производству рентгеновских трубок). В печати появились сведения о поражении кожи, выпадении у них волос.

В 1902 г. Фрибен описал первый лучевой рак кожи (перед этим появились сведения о том, что X-лучи поражали клетки опухоли).

Крупнейшие ученые, работавшие с радиоактивными веществами, подверглись воздействию излучений, которые генерировались в ходе распада ядер. С трудом спасли Беккереля, умерли от лучевой болезни Мария, Кюри, Ирен и Фредерик Жолио – Кюри. Пьер Кюри рано погиб в катастрофе, но перед смертью жаловался на характерную болезнь рук.

В 1903 г. Альберс–Шонберг (умерший впоследствии от лучевого рака) обнаружил азооспермию у кроликов и нарушения семяродного эпителия.

В 1903 г. Боун определил важнейшую роль поражения ядра клетки при облучении.

В 1903 г. Лондон (русский исследователь) обнаружил смертельное действие лучей Ra (а Хейнеке Х-лучей) на мышей.

В 1905 г. Хальберштадтер наблюдал атрофию яичников у облученных животных.

В 1906 г. Бергонье и Трибондо сформулировали принцип: “чем быстрее делятся клетки и чем менее они дифференцированы, тем они чувствительнее к радиации”.

К 1910 г. Было показано пагубное действие радиации на эмбриогенез.

В 1911 г. Опубликована Лондоном первая в мире монография по радиобиологии “Радий в биологии и медицине”.

И так, в начале 20-ого века начато интенсивное накопление качественного экспериментального материала по действию радиации на живые объекты.

В 1922 г. Дессауэр предложил первую теорию радиобиологического эффекта, которая была развита Циммером, Ли, Тимофеевым-Ресовским и др. и нашла свое отражение в теории попадания, теории мишени в последующих десятилетиях.

В 1925 г. Надсон и Филиппов в опытах на дрожжах показал поражение генетических структур клетки, передающееся по наследству. Но нобелевскую премию в 1945 г. за открытие передачи по наследству радиационных дефектов в клетке получил Меллер, установивший радиационный мутагенез на дрозофилах – традиционном объекте исследований в этой области.

Все эти сведения в последующие годы многократно проверялись и были подтверждены. Опасное для жизни радиационное воздействие потребовало разработки методов дозиметрии излучений, методов защиты людей (исследователей, рабочих) от радиации в высоких дозах. Характерен такой факт, свидетельствующий об эффективности разрабатываемых мер по радиационной защите. В 1936 г. в Гамбурге напротив рентгеновского института поставили памятник радиологам и рентгенологам, физикам, техникам, химикам, медикам, погибшим от лучевой патологии. В списках сотни имен. В последующие 20 лет, когда исследования в этой области многократно расширились, а число людей, работающих в этой области, колоссально возросло, смертность последних возросла только в 2 раза. После бомбардировок американцами 6 и 9 августа 1945 г. японских городов Хиросимы и Нагасаки, когда только в Хиросиме сразу погибло 78 000 и были ранены и облучены 164 000 человек, т.е. когда радиационному воздействию подверглось огромное количество людей, резко возрос объем и уровень исследований в области радиологии, радиобиологии и радиационной защиты (или безопасности). Изучены различные аспекты действия излучений на биообъекты. Возникают новые направления науки, такие как радиационная медицина, радиационная генетика, молекулярная радиобиология, радиационная

биофизика, радиационная химия, радиоэкология, радиационная безопасность.

К сожалению, этому способствовало не только развитие атомной энергетики, использование радиационно–физических методов в медицине, промышленности и сельском хозяйстве, но и гонка вооружений с накоплением ядерных зарядов, испытанием атомных и водородных бомб. Международному сообществу удалось добиться прекращения таких испытаний, однако остается актуальной проблема нераспространения технологий по производству ядерного оружия. Остается актуальной и проблема обеспечения радиационной безопасности людей.

1.3 Дозиметрия ионизирующих излучений – общая характеристика

Дозиметрия ионизирующих излучений - раздел прикладной ядерной физики, в котором рассматриваются свойства ионизирующих излучений, физические величины, характеризующие поле излучения и взаимодействие излучения с веществом (дозиметрические величины). В более узком смысле слова Дозиметрия ионизирующих излучений - совокупность методов измерения этих величин. Важнейший признак дозиметрических величин - их связь с радиационно-индуцированными эффектами, возникающими при облучении объектов живой и неживой природы. Под радиационно-индуцированными эффектами в общем смысле понимают любые изменения в облучаемом объекте, вызванные воздействием ионизирующих излучений. Основной дозиметрической величиной является доза ионизирующего излучения и ее модификации. Задача дозиметрии ионизирующих излучений - описание дозного поля, сформированного в живом организме в реальных условиях облучения.

Необходимость разработки дозиметрии ионизирующих излучений возникла вскоре после открытия Рентгеном (W.K. Röntgen) в 1895 г. излучения, названного его именем. Интенсивное накопление данных по биологическому действию рентгеновского излучения, с одной стороны, открывало реальную перспективу его применения в медицине, а с другой - указывало на опасность неконтролируемого облучения живого организма. В результате встал вопрос о дозиметрическом обеспечении практического применения источников ионизирующих излучений. В начале 20 в. основными источниками излучения были радий и рентгеновские аппараты, и дозиметрия ионизирующих излучений сводилась фактически к дозиметрии фотонного ионизирующего излучения (рентгеновского и гамма-излучения). Затем по мере развития технических средств ядерной физики, создания и усовершенствования ускорителей заряженных частиц и особенно после пуска в 1942 г. первого ядерного реактора число источников и связанных с ними видов ионизирующих излучений существенно расширились. В соответствии с

этим появились методы дозиметрии потоков заряженных частиц, нейтронов, высокоэнергетического тормозного излучения и др. Стал расти и список дозиметрических величин, соответствующих задачам многообразного практического применения ионизирующих излучений различной природы.

Физической основой дозиметрия ионизирующих излучений является преобразование энергии излучения в процессе его взаимодействия с атомами или их ядрами, электронами и молекулами облучаемой среды, в результате которого часть этой энергии поглощается веществом. Поглощенная энергия является первопричиной процессов, приводящих к наблюдаемым радиационно-индуцированным эффектам, и потому дозиметрические величины оказываются связанными с поглощенной энергией излучения.

Глава 2 Основные величины и единицы в области ионизирующих излучений

2.1 Дифференциальные и интегральные характеристики поля излучения

Сформулируем определения наиболее часто применяемых величин для характеристики полей ионизирующих излучений с использованием понятия элементарной сферы.

Поток ионизирующих частиц $F(r)$ - отношение числа ионизирующих частиц dN , проникающих за интервал времени dt :

$$dF = \frac{dN}{dt} . \quad (2.1)$$

Плотность потока ионизирующих частиц $\phi(r)$ - отношение числа ионизирующих частиц dN , проникающих за интервал времени dt в элементарную сферу с центром в точке r и площадью центрального сечения dS , к интервалу времени dt и площади центрального сечения dS элементарной сферы:

$$\phi(r) = \frac{dN}{dS \cdot dt} . \quad (2.2)$$

Плотность потока энергии ионизирующих частиц (интенсивность) $I(r)$ - отношение энергии ионизирующего излучения dE , проникающей за интервал времени dt в элементарную сферу с центром в точке r и площадью центрального сечения dS , к интервалу времени dt и площади центрального сечения dS элементарной сферы:

$$I(r) = \frac{dE}{dS \cdot dt} . \quad (2.3)$$

При решении многих практических задач, таких, как, например, изучение воздействия излучений на материалы, определение ресурсов

корпуса ядерного реактора, используется понятие флюенса ионизирующих частиц. В нормативных документах вместе с термином «флюенс частиц» рекомендован менее удачный термин «перенос частиц».

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

$$\Phi = \frac{dN}{dS}. \quad (2.4)$$

Это понятие эквивалентно проинтегрированной по некоторому определенному интервалу времени плотности потока ионизирующих частиц. Аналогично можно ввести понятие *флюенса энергии ионизирующих частиц* Φ_E . Флюенсу соответствуют пространственные, энергетические и угловые зависимости и величины.

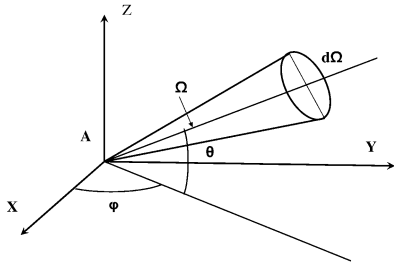


Рис. 2.1 К определению дифференциальных характеристик поля излучения

Введенные в этом параграфе характеристики поля ионизирующих излучений – поток, флюенс частиц, плотность потока частиц и интенсивность излучения – положительные скалярные величины. В том виде, как эти величины даны здесь, они являются интегральными характеристиками поля и не дают представления об энергетическом и угловом распределениях излучения. Более детально поле излучения

можно описать дифференциальными характеристиками.

Рассмотрим распространение излучения около точки A пространства, определяемой радиус-вектором $\vec{r}$, в пределах телесного угла $d\Omega$ в направлении единичного вектора $\vec{\Omega}$, который задан плоскими углами ϑ и φ (рис. 2.1).

Пусть $\Phi_i(\vec{r}, E, \vartheta, \varphi)$ есть число частиц излучения вида i , обладающих энергией в пределах от E до $E + dE$ и пересекающих единичную площадку, перпендикулярно расположенную к направлению единичного вектора $\vec{\Omega}$. Функция $\Phi_i(\vec{r}, E, \vartheta, \varphi)$ выражает дифференциальное энергетическое и угловое распределение флюенса частиц около точки A пространства. Проинтегрировав эту функцию по углам, получим энергетическое распределение флюенса частиц:

$$\Phi(\vec{r}, E) = \int \int_{\vartheta, \varphi} \Phi_i(\vec{r}, E, \vartheta, \varphi) d\Omega. \quad (2.5)$$

Зная соотношение между флюенсом и плотностью потока частиц, можем записать энергетическое распределение плотности потока

$$\varphi_N(\vec{r}, E) = \iint_{\vartheta \varphi} \frac{d\Phi_i(\vec{r}, E, \vartheta, \varphi)}{dt} d\Omega, \quad (2.6)$$

где t - время.

Формулы (2.5) и (2.6) характеризуют распределение частиц по рис. 2.1. Функции $\Phi(\vec{r}, E, t)$ и $\varphi_N(\vec{r}, E)$ представляют собой энергетический спектр излучения. Если эти функции определены не только для фиксированной точки A при определенном значении радиус-вектора $\vec{r}$, но и для различных точек пространства, так что $\vec{r}$ выступает в качестве независимой переменной, то они выражают пространственно-энергетическое распределение излучения. Первоначально введенная функция $\Phi_i(\vec{r}, E, \vartheta, \varphi)$ в этом случае характеризует пространственное ($\vec{r}$), энергетическое (E) и угловое (ϑ, φ) распределения излучения.

2.2 Сечение взаимодействия (поперечное сечение) ионизирующих излучений с веществом

Под взаимодействием излучений с веществом обычно понимаются лишь первичные элементарные акты взаимодействия ионизирующих частиц с веществом, которые происходят под действием кулоновских, электромагнитных и ядерных сил. Взаимодействие данного вида излучения (нейтроны, фотоны, электроны и т. д.) классифицируют по типу взаимодействия и по тем микрочастицам вещества, с которыми происходит взаимодействие, т. е. мишеням. Такими мишенями являются электроны, ядра или атомы в целом. В некоторых случаях определенное значение имеет связь электрона в атоме и атома в молекуле или кристалле. В других случаях этой связью можно пренебречь. В результате взаимодействия заряженных частиц с веществом энергия теряется ими, как правило, небольшими порциями и в основном на ионизацию и возбуждение атомов среды. С увеличением энергии заряженных частиц существенным становится процесс образования тормозного излучения. Нейтроны и фотоны не имеют электрического заряда и поэтому не создают заметных ионизационных эффектов непосредственно. Но в результате упругих и неупругих (ядерных, электромагнитных) взаимодействий с атомами и ядрами среды нейтроны и фотоны образуют свободные заряженные частицы электроны, ядра отдачи, α -частицы и т. д. При этом доля передаваемой энергии в результате только одного акта взаимодействия может быть весьма значительной.

В силу статистической природы взаимодействия излучения с веществом для количественного описания этого процесса удобно пользоваться понятиями, имеющими вероятностный характер. Основопологающим при этом является понятие сечения взаимодействия (поперечное сечение).

Пусть в определенную точку пространства, где каким-либо источником создается поле излучения с плотностью потока частиц φ , помещается Δn_a атомов какого-либо элемента. Предположим, что полное число частиц, испытывающих взаимодействие с этими атомами в единицу времени, равно ν . Тогда *сечением взаимодействия* называется отношение

$$\sigma = \frac{\nu}{\varphi \cdot \Delta n_a}, \quad (2.7)$$

оно имеет размерность квадрата длины. Единицей измерения сечения взаимодействия в СИ является квадратный метр.

В практике расчетов в настоящее время широкое распространение получила внесистемная единица барн (б) ($1\text{б} = 10^{-28} \text{ м}^2$). Ниже значения микросечений приводятся в барнах, а формулы для них обычно в квадратных метрах. Для большей наглядности полезно также выразить смысл сечения взаимодействия через понятие вероятности. Поместим на пути мононаправленного пучка ионизирующих частиц с плотностью потока φ образец вещества в виде цилиндра высотой dl и площадью основания S так, чтобы частицы падали нормально к основанию. Если в единице объема данного вещества находится n_a атомов, то, исходя из формулы (2.7), полное число взаимодействий, которое будет иметь место в этом образце объемом dV в единицу времени,

$$dN = \sigma \cdot \varphi \cdot n_a \cdot dV. \quad (2.8)$$

Тогда вероятность взаимодействия для одной частицы на пути в данном веществе представляется в виде:

$$dW = \frac{dN}{\varphi \cdot S} = \frac{\sigma \cdot \varphi \cdot n_a \cdot S \cdot dl}{\varphi \cdot S} = \sigma \cdot n_a \cdot dl. \quad (2.9)$$

Теперь, если в формуле (2.9) положить n_a и dl равными единице, то вероятность окажется численно равной сечению. Таким образом, сечение взаимодействия численно равно вероятности взаимодействия ионизирующей частицы на единичном пути в веществе, в единичном объеме которого находится один атом. Наряду с сечением взаимодействия, отнесенным к одному атому, используются сечения, отнесенные к одному электрону σ_e .

Полное сечение взаимодействия является суммой парциальных сечений, соответствующих различным процессам (упругое и неупругое рассеяние, деление, ядерные реакции и т. п.). Эти парциальные процессы для неделимых ядер часто объединяют в две группы: рассеяние и поглощение. В соответствии с такой группировкой

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_a, \quad (2.10)$$

где σ_s - сечение рассеяния; а σ_a - сечение поглощения.

В свою очередь сечение рассеяния принято разделять на сечение упругого σ_{el} рассеяния, при котором сохраняется сумма кинетических энергий частиц до взаимодействия и после, и сечение неупругого

рассеяния σ_{in} , при котором эта сумма не сохраняется, так как часть энергии идет на возбуждение ядер. Таким образом,

$$\sigma_s = \sigma_{el} + \sigma_{in}. \quad (2.11)$$

Сечения типа (2.10) и (2.11) описывают вероятность отдельных процессов взаимодействия, не характеризуя энергетические и угловые распределения частиц после актов взаимодействия. В часто встречающемся случае упругого рассеяния пучка частиц, движущихся с одинаковой скоростью, на некотором центре, используется дифференциальное эффективное поперечное сечение ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$), характеризующее вероятность рассеяния в определённый телесный угол ($d\Omega$). Оно равно отношению числа частиц, рассеянных в единицу времени в единицу телесного угла, к плотности потока падающих частиц. Интегрирование по полному телесному углу даёт полное поперечное сечение, для рассеяния на любые углы:

$$\sigma = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (2.12)$$

При наличии неупругих взаимодействий полное сечение складывается из сечения для упругих и неупругих рассеяний. Для каждого типа (канала) неупругих взаимодействий может быть введено отдельное эффективное сечение.

Все введенные выше сечения нормировались на взаимодействия с микроскопическим объектом (атомом, электроном или ядром), поэтому их часто называют микроскопическими сечениями. При прохождении ионизирующего излучения через конкретное вещество вероятность взаимодействия для ионизирующей частицы на единице пути в данном веществе в силу аддитивности вероятностей взаимодействия на отдельных атомах будет равна

$$W = n_a \cdot \sigma. \quad (2.13)$$

Эту величину называют макроскопическим сечением взаимодействия и обозначают через Σ . В случае фотонов ее более предпочтительно называть линейным коэффициентом ослабления и обозначать через μ . Единицей Σ и μ в СИ является метр в минус первой степени.

Наряду с линейным коэффициентом ослабления μ на практике нередко применяется массовый коэффициент ослабления $\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$, где ρ - плотность вещества.

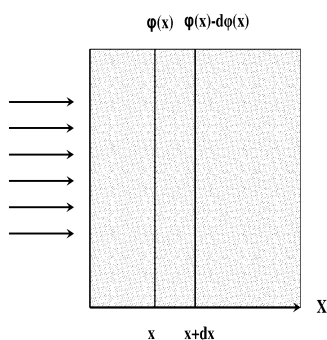
Макроскопические сечения взаимодействия, так же как и микроскопические, подразделяют на интегральные и дифференциальные. Смысл и обозначения макроскопических дифференциальных сечений и микроскопических дифференциальных сечений (2.10) - (2.12) аналогичны.

Сечение (обозначается буквой σ), как и всякая площадь, измеряется в квадратных метрах. Типичный радиус атомного ядра составляет порядка 10^{-12} см, то есть поперечное сечение ядра - порядка 10^{-24} см². Можно

ожидать, что сечения взаимодействий частиц с ядром должны иметь примерно такую величину. Она получила своё собственное наименование - барн, - и обычно используется как единица измерения сечения ядерных реакций. Однако, на самом деле, сечения реакций могут изменяться в очень широких пределах.

Сечение взаимодействия отличается от геометрического сечения мишени (атома, ядра, электрона и т.д.). Это во многом зависит от типа взаимодействия между частицами. В ядерной физике встречаются примеры, когда эффективное сечение процесса заметно больше, чем геометрическое сечение ядра. Например, сечение захвата медленного нейтрона ядром бора-10 превышает геометрическое сечение ядра в десятки тысяч раз. Если радиус ядра больше, чем длина волны де Бройля налетающей частицы (большие энергии), то максимальное сечение определяется геометрическими размерами ядра (πR^2). В области малых энергий максимальное сечение определяется, наоборот, длиной волны де Бройля. Реальные значения сечений могут быть намного меньше максимальных, они зависят от энергии налетающих частиц, типа реакции, ориентации спинов частиц и т. п.

2.3 Закон ослабления узкого пучка



2.2 Взаимодействие параллельного пучка γ – квантов с плоской мишенью

Рассмотрим ослабление в веществе нерассеянного излучения. Пусть на плоский слой вещества параллельно оси x падает пучок мононаправленных моноэнергетических частиц с плотностью потока падающих частиц при $x=0$ (начало слоя), равном φ_0 . Выделим на глубине x в веществе участок dx .

Изменение плотности потока нерассеянных (не вступавших во взаимодействие) частиц за счет взаимодействия с веществом на этом участке

$$d\varphi = -\varphi(x) \cdot \Sigma \cdot dx \quad (2.14)$$

Интегрируя (2.14), получаем

$$\varphi(x) = \varphi_0 \cdot e^{-\Sigma x} \quad (2.15)$$

Формула (2.15) представляет собой закон ослабления нерассеянного излучения. Этот закон называют законом ослабления излучения в геометрии узкого пучка или в «хорошей» геометрии.

При решении некоторых задач удобно вместо Σ или μ использовать значения слоев ослабления $\Delta_{1/l}$, ослабляющих излучение в $1/l$ раз. Из соотношения (2.15) можно получить

$$l = \frac{\varphi_0}{\varphi(\Delta_{1/l})} = e^{\Sigma \Delta_{1/l}} \quad (2.16)$$

$$\text{откуда } \Sigma = \mu = \frac{\ln l}{\Delta_{1/l}}.$$

Например, при $l=2$ связь между Σ или μ и слоем половинного ослабления $\Delta_{1/2}$

$$\mu = \frac{\ln 2}{\Delta_{1/2}} = \frac{0,693}{\Delta_{1/2}}. \quad (2.17)$$

Следует отметить, что в оптике существует аналогичный закон Бугера - Ламберта - Бера, определяющий ослабление параллельного монохроматического пучка света при распространении его в поглощающей среде.

Закон выражается следующей формулой:

$$I(l) = I_0 \cdot e^{-kl}, \quad (2.18)$$

где I_0 - интенсивность входящего пучка света; $I(l)$ - интенсивность выходящего пучка; l - толщина слоя вещества, через которое проходит свет, k - коэффициент поглощения.

2.4 Радиоактивный распад (активность)

В 1911 году Резерфорд и Содди показали, что атомы некоторых веществ испытывают последовательные превращения, образуя радиоактивные ряды, где каждый член этого ряда возникает из предыдущего, причем никакими внешними физическими воздействиями (температура, электрические и магнитные поля, давление) нельзя повлиять на характеристики распада.

Позже, способность некоторых ядер самопроизвольно (спонтанно) превращаться в другие ядра с испусканием различных видов излучения и элементарных частиц называли *радиоактивностью*. При этом различают два вида радиоактивности - *естественную*, наблюдающуюся у нестабильных изотопов атома, существующих в природе, и *искусственную*, наблюдающуюся у изотопов, образующихся в результате ядерных реакций. Оба вида радиоактивности ничем принципиально не отличаются друг от друга и описываются одними и теми же законами радиоактивных превращений.

Процесс естественного, самопроизвольно происходящего радиоактивного превращения называется *радиоактивным распадом*, или просто *распадом*. Ядра, испытывающие распад, называются

радионуклидами. Исходное атомное ядро называется *материнским*, а ядро, образовавшееся в результате распада, называется *дочерним*.

Радиоактивный распад происходит со строго определённой скоростью, характерной для каждого данного элемента. Время, за которое исходное число радиоактивных ядер в среднем уменьшается вдвое, называется *периодом полураспада* $T_{1/2}$. Периоды полураспада различных ядер колеблются в очень широких пределах. Так, например, период полураспада урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ составляет 4,5 млрд. лет, радия ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ - 1620 лет, радона - ${}^{222}_{86}\text{Rn}$ 3,8 суток. Более того, периоды полураспада у изотопов одного и того элемента могут сильно различаться - у ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ $T_{1/2} = 1620$ лет, а у ${}^{219}_{88}\text{Ra}$ $T_{1/2} = 0,001$ с.

Поскольку отдельные радиоактивные ядра распадаются независимо друг от друга, то закон радиоактивного распада носит статистический характер. Можно показать, что закон убывания во времени числа радиоактивных ядер данного вещества (*закон радиоактивного распада*) имеет вид

$$N = N_0 e^{-\lambda \cdot t}. \quad (2.19)$$

Здесь N_0 - число радиоактивных ядер в момент времени, принятый за начало отсчёта, т.е. при $t = 0$. N — число радиоактивных ядер в момент времени t . λ - постоянная для данного радиоактивного вещества величина, носящая название *постоянной радиоактивного распада*. Между постоянной радиоактивного распада и периодом полураспада существует простая связь:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (2.20)$$

Среднее время жизни радиоактивного ядра τ есть величина, обратная постоянной радиоактивного распада.

Радиоактивный распад происходит в соответствии с правилами смещения, установленными опытным путём. Правила смещения: $\Rightarrow$ для альфа - распада (превращения ядер, сопровождающиеся испусканием альфа-частиц) ${}_Z^AX = {}_{Z-2}^{A-4}Y + {}_2^4\text{He} \Rightarrow$ для бета распада (превращения ядер, сопровождающиеся, испусканием бета-частиц) ${}_Z^AX = {}_{Z+1}^AY + {}_{-1}^0e$, где X - химический символ материнского ядра; ${}_2^4\text{He}$ - ядро атома гелия; ${}_{-1}^0e$ - символическое обозначение электрона (заряд его равен -1, массовое число равно 0).

Правила смещения являются следствиями двух законов сохранения, выполняющихся при радиоактивных распадах - сохранения электрического заряда и массового числа: сумма зарядов (массовых чисел) возникающих ядер и частиц равна заряду (массовому числу) исходного ядра.

Активностью A нуклида в радиоактивном источнике называется число распадов, происходящих с ядрами образца в единицу времени:

$$A = \frac{dN}{dt} = \lambda N, \quad (2.21)$$

где dN - число ядер, распавшихся в среднем за интервал времени от t до $t + dt$. Единица активности в системе СИ - беккерель (Бк): 1 Бк - активность нуклида, при которой за 1 с происходит один распад. Внесистемная единица активности - кюри (Ки): 1 Ки = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк. 1 кюри равен числу распавшихся ядер, содержащихся в 1 г радия за 1 с.

Таблица 2.1

Семейство урана.

Вид излучения	Нуклид	Период полураспада
α	Уран-238	4,47 млрд.лет
β	Торий-234	24,1 суток
β	Протактиний-234	1,17 минут
α	Уран-234	245000 лет
α	Торий-230	8000 лет
α	Радий-226	1600 лет
α	Радон-222	3,823 суток
α	Полоний-218	3,05 минут
β	Свинец-214	26,8 минут
β	Висмут-214	19,7 минут
α	Полоний-214	0,000164 секунды
β	Свинец-210	22,3 лет
β	Висмут-210	5,01 суток
β	Полоний-210	138,4 суток
	Свинец-206	стабильный

Три основных радиоактивных ряда (семейства), наблюдающихся в природе, обычно называются рядом тория (начинается с ${}^{232}_{90}\text{Th}$), рядом радия или урана (начинается с ${}^{238}_{92}\text{U}$) и рядом актиния (начинается с ${}^{235}_{92}\text{U}$). Каждый из этих рядов заканчивается образованием различных стабильных изотопов свинца ${}^{208}_{82}\text{Pb}$, ${}^{206}_{82}\text{Pb}$, ${}^{207}_{82}\text{Pb}$, соответственно. Массовый номер каждого из нуклидов в этих рядах может быть представлен в виде $A = 4n$, $A = 4n + 2$ и $A = 4n + 3$, соответственно, в зависимости от остатка целочисленного деления массового числа нуклида на четыре. Имеется еще один искусственный ряд (семейство) - ряд нептуния $A = 4n + 1$, который начинается с ${}^{237}_{93}\text{Np}$ ² и заканчивается изотопом висмута ${}^{209}_{83}\text{Bi}$ ³.

² Нептуний-237 — радиоактивный нуклид химического элемента нептуния с атомным номером 93 и массовым числом 237. Это наиболее долгоживущий изотоп нептуния, период полураспада $2,144(7) \cdot 10^6$ лет. Был открыт в 1942 году Гленом Сиборгом и Артуром Валем в результате бомбардировки урана-238 нейтронами.

Период полураспада этого нуклида мал по сравнению с возрастом Земли, поэтому в природных минералах нептуний встречается лишь в ничтожных количествах;

В таблице 2.1 в качестве примера представлена цепочка семейства урана.

2.5 Термины и определения

Ионизирующее излучение - излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию ионов разных знаков. Заметим, что общепринято видимый свет и ультрафиолетовое излучение не включать в понятие «ионизирующее излучение».

Частицы корпускулярного ионизирующего излучения или фотоны принято называть ионизирующими частицами.

Ионизирующее излучение, состоящее из заряженных частиц, например электронов, протонов, α -частиц, имеющих кинетическую энергию, достаточную для ионизации при столкновении, называется *непосредственно ионизирующим излучением*.

Ионизирующее излучение, состоящее из незаряженных частиц, например нейтронов или фотонов, которые могут создавать непосредственно ионизирующее излучение и (или) вызывать ядерные превращения, называется *косвенно ионизирующим излучением*.

К *фотонному ионизирующему излучению* относится гамма-излучение, возникающее при изменении энергетического состояния атомных ядер или при аннигиляции частиц, тормозное излучение, возникающее при уменьшении кинетической энергии заряженных частиц, характеристическое излучение, возникающее при изменении энергетического состояния электронов атома. На практике часто используется рентгеновское излучение, состоящее из тормозного и (или) характеристического излучений.

К *корпускулярному излучению*, состоящему из частиц с массой, отличной от нуля, относятся, например, альфа-излучение, электронное, протонное, нейтронное.

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

первичный (существовавший в момент образования Земли) нептуний-237 давно распался, и в настоящее время в природе существует лишь радиогенный нептуний. Источником изотопов нептуния в природе являются ядерные реакции, протекающие в урановых рудах под воздействием нейтронов космического излучения и спонтанного деления урана-238. Максимальное соотношение ${}^{237}_{93}\text{Np}$ к урану в природе составляет $1,2 \cdot 10^{-12}$.

³ Природный висмут состоит из одного изотопа ${}^{209}\text{Bi}$, который считался самым тяжёлым из существующих в природе стабильных изотопов. Однако в 2003 году было экспериментально доказано, что он является альфа-радиоактивным с периодом полураспада $1,9 \pm 0,2 \cdot 10^{19}$ лет на много порядков превышающий возраст Вселенной.

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. Вторичное излучение также может инициировать вторичное по отношению к нему излучение или третичное по отношению к первичному. Подобным образом можно рассматривать излучение четвертого и т. д. поколений по отношению к первичному. Распределение ионизирующего излучения в рассматриваемой среде называется полем ионизирующего излучения. В зависимости от величины, характеризующей ионизирующее излучение, различают характеристики поля по плотности потока ионизирующих частиц, мощности поглощенной дозы, мощности кермы и т. д.

В заключение параграфа приведем определения ряда основных понятий. *Нуклид* — вид атомов с данными числами протонов и нейтронов в ядре. *Радиоактивность* - самопроизвольное превращение неустойчивого нуклида в другой нуклид, сопровождающееся испусканием ионизирующего излучения. *Радионуклид* - нуклид, обладающий радиоактивностью. *Изотоп* - нуклид с числом протонов в ядре, свойственным данному элементу. *Радиоизотоп* - изотоп, обладающий радиоактивностью.

Вещество радиоактивное - вещество в любом агрегатном состоянии, содержащее радионуклиды с активностью, на которые распространяются требования Норм и Правил радиационной безопасности.

Источник ионизирующего излучения - радиоактивное вещество или устройство, испускающее или способное испускать ионизирующее излучение, на которые распространяется действие Норм и Правил радиационной безопасности.

Радиационная авария - потеря управления источником ионизирующего излучения, вызванная неисправностью оборудования, неправильными действиями работников (персонала), стихийными бедствиями или иными причинами, которые могли привести или привели к облучению людей выше установленных норм или радиоактивному загрязнению окружающей среды.

Радиационная безопасность населения - состояние защищенности настоящего и будущего поколений людей от вредного для их здоровья воздействия ионизирующего излучения.

Работа с источником ионизирующего излучения - все виды обращения с источником излучения на рабочем месте, включая радиационный контроль.

При расширении круга известных видов ионизирующего излучения и сфер его приложения, оказалось, что мера воздействия ионизирующего излучения на вещество не поддается простому определению из-за сложности и многообразности протекающих при этом процессов. Важным

из них, дающим начало физико-химическим изменениям в облучаемом веществе и приводящим к определенному радиационному эффекту, является поглощение энергии ионизирующего излучения веществом. В результате этого возникло понятие поглощённая доза. Она показывает, какое количество энергии излучения поглощено в единице массы облучаемого вещества и определяется отношением поглощенной энергии ионизирующего излучения к массе поглощающего вещества.

2.6 Дозовые характеристики поля излучения

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

Доза поглощенная (D) - величина энергии ионизирующего излучения, переданная веществу:

$$D = \frac{dE}{dm}, \quad (2.22)$$

где dE - средняя энергия, переданная ионизирующим излучением веществу, находящемуся в элементарном объеме; dm - масса вещества в этом объеме.

Энергия может быть усреднена по любому определенному объему, и в этом случае средняя доза будет равна полной энергии, переданной объему, деленной на массу этого объема. В единицах СИ поглощенная доза измеряется в джоулях на килограмм массы ($\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$), и имеет специальное название – грей (Гр)⁴. Используемая ранее внесистемная единица рад равна 0,01 Гр.

Для оценки поля фотонного излучения долгое время пользовались понятием экспозиционная доза, в связи с тем, что с момента открытия Рентгеном своих лучей до создания ядерного реактора основным видом ионизирующего излучения было рентгеновское излучение.

Основная характеристика взаимодействия ионизирующего излучения со средой — это ионизационный эффект. В начальный период развития радиационной дозиметрии чаще всего приходилось иметь дело с рентгеновским излучением, распространявшимся в воздухе. Поэтому в качестве количественной меры поля излучения использовалась степень ионизации воздуха. Количественная мера, основанная на величине ионизации сухого воздуха при нормальном атмосферном давлении, достаточно легко поддающаяся измерению, получила название экспозиционная доза.

Экспозиционная доза (X) – полный заряд dQ ионов одного знака, возникающих в воздухе при полном торможении всех вторичных

⁴ Луис Гарольд Грей (1905-1965 гг.) сделал фундаментальное открытие в области радиационной дозиметрии, известное в настоящее время как принцип Брега - Грея.

электронов, которые были образованы фотонами в малом объеме воздуха, деленный на массу воздуха dm в этом объеме:

$$X = \frac{dQ}{dm}. \quad (2.23)$$

Единица экспозиционной дозы в Международной системе единиц (СИ) — кулон на килограмм (Кл/кг, C/kg). До этого в качестве единицы дозы рентгеновского излучения был введен рентген в 1928 г. на II Международном конгрессе радиологов. Рентген равен экспозиционной дозе фотонного излучения, при которой в 1 см³ воздуха, находящегося при нормальном атмосферном давлении и 0 °С, образуются ионы, несущие заряд, равный 1 единице заряда СГСЭ ($\approx 3,33564 \cdot 10^{-10}$ Кл) каждого знака. При дозе рентгеновского или гамма-излучения, равной 1 Р, в 1 см³ воздуха образуется $2,082 \cdot 10^9$ пар ионов.

$$1 \text{ Кл/кг} = 3876 \text{ Р}; 1 \text{ Р} = 2,57976 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}.$$

Термин экспозиционная доза используется для фотонного излучения с энергией фотонов от 1 кэВ до 3 МэВ.

Несмотря на то, что ГОСТ 8.417-81⁵ прямо запретил использование большинства внесистемных единиц измерения, рентген продолжает достаточно широко использоваться в технике, отчасти потому, что многие имеющиеся измерительные приборы (дозиметры) отградуированы именно в рентгенах. Впрочем, широкого распространения единица Кл/кг не получила в связи с выходом из употребления самой физической величины экспозиционной дозы. Кл/кг используется главным образом для формального перевода из рентген в системные единицы (там, где исходная величина указана в единицах экспозиционной дозы). На практике сейчас чаще пользуются системными единицами поглощенной, эквивалентной и эффективной (а также групповой, коллективной, амбиентной и др.) дозы, т. е. грэями и зивертами (а также кратными/дольными производными от них).

Из определения единиц экспозиционной дозы нетрудно найти их энергетические эквиваленты: принимая, что:

$$\text{заряд электрона равен } 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ};$$

$$\text{масса } 1 \text{ см}^3 \text{ воздуха равна } 0,001293 \text{ г};$$

$$\text{средняя энергия образования одной пары ионов в воздухе равна } 33,85 \text{ эВ},$$

⁵ Тем не менее, позднее в Российской Федерации рентген был допущен к использованию в качестве внесистемной единицы без ограничения срока с областью применения «ядерная физика, медицина» (Положение о единицах величин, допускаемых к применению в Российской Федерации Утверждено Постановлением Правительства РФ от 31 октября 2009 г. N 879). Международная организация законодательной метрологии (МОЗМ) в своих рекомендациях относит рентген к единицам измерения, «которые могут временно применяться до даты, установленной национальными предписаниями, но которые не должны вводиться, если они не используются».

получаем соотношения между поглощенной и экспозиционной дозами в виде:

1 Р=0,873 рад (в воздухе);

1 Кл/кг=33,85 Гр (в воздухе).

Значения экспозиционной дозы в рентгенах и поглощенной дозы в радах отличается во внесистемных единицах всего лишь в 1,14 раза и в практических измерениях это различие обычно игнорируется.

Изучение отдельных последствий облучения живых тканей показало, что при одинаковых поглощенных дозах различные виды радиации производят неодинаковое биологическое воздействие на организм. Обусловлено это тем, что более тяжелая частица (например, протон) производит на единице длины пути в ткани больше ионов, чем легкая (например, электрон). При одной и той же поглощенной дозе разрушительный радиобиологический эффект тем выше, чем плотнее ионизация, создаваемая излучением. Чтобы учесть этот эффект, введено понятие эквивалентной дозы. Эквивалентная доза рассчитывается путем умножения значения поглощенной дозы на специальный коэффициент - коэффициент относительной биологической эффективности (ОБЭ) или коэффициент качества, а в последних редакциях просто взвешивающий коэффициент.

Доза эквивалентная ($H_{T,R}$) - поглощенная доза в органе или ткани, умноженная на соответствующий взвешивающий коэффициент для данного вида излучения, W_R :

$$H_{T,R} = W_R \cdot D_{T,R}, \quad (2.24)$$

где $D_{T,R}$ - средняя поглощенная доза в органе или ткани T ; W_R - взвешивающий коэффициент для излучения R .

При воздействии различных видов излучения с различными взвешивающими коэффициентами эквивалентная доза определяется как сумма эквивалентных доз для этих видов излучения

$$H_T = \sum_R H_{T,R}. \quad (2.25)$$

Единицей эквивалентной дозы является зиверт (Зв)⁶.

Взвешивающие коэффициенты для отдельных видов излучения при расчете эквивалентной дозы (W_R) - используемые в радиационной защите множители поглощенной дозы, учитывающие относительную эффективность различных видов излучения в индуцировании биологических эффектов.

⁶ Рольф Максимилиан Зиверт (нем. Rolf Maximilian Sievert; 6 мая 1896 — 3 октября 1966) — шведский радиофизик, изучавший воздействие радиационного излучения на биологические организмы, один из родоначальников науки радиобиологии. один из основателей МКРЗ.

В 1979 г. в честь Рольфа Зиверта названа единица измерения СИ эффективной и эквивалентной доз ионизирующего излучения - зиверт (Зв, Sv).

Фотоны любых энергий.....	1
Электроны и мюоны любых энергий.....	1
Нейтроны с энергией менее 10 кэВ	5
от 10 кэВ до 100 кэВ	10
от 100 кэВ до 2 МэВ.....	20
от 2 МэВ до 20 МэВ.....	10
более 20 МэВ	5
Протоны с энергией более 2 МэВ, кроме протонов отдачи. 5	
Альфа-частицы, осколки деления, тяжелые ядра ..	20

Примечание: Все значения относятся к излучению, падающему на тело, а в случае внутреннего облучения - испускаемому при ядерном превращении.

Одни органы и ткани человека более чувствительны к действию радиации, чем другие: например, при одинаковой эквивалентной дозе возникновение рака в легких более вероятно, чем в щитовидной железе, а облучение половых желез особенно опасно из-за риска генетических повреждений. Поэтому дозы облучения разных органов и тканей следует учитывать с разным коэффициентом, который называется коэффициентом радиационного риска. Умножив значение эквивалентной дозы на соответствующий коэффициент радиационного риска и просуммировав по всем тканям и органам, получим эффективную дозу, отражающую суммарный эффект для организма.

Доза эффективная (E) - величина, используемая как мера риска возникновения отдаленных последствий облучения всего тела человека и отдельных его органов и тканей с учетом их радиочувствительности. Она представляет сумму произведений эквивалентной дозы в органах и тканях на соответствующие взвешивающие коэффициенты:

$$E = \sum_T W_T \cdot H_T, \quad (2.26)$$

где H_T - эквивалентная доза в органе или ткани T ; W_T - взвешивающий коэффициент для органа или ткани T . Единица эффективной дозы - зиверт (Зв).

Взвешивающие коэффициенты для тканей и органов при расчете эффективной дозы (W_T) - множители эквивалентной дозы в органах и тканях, используемые в радиационной защите для учета различной чувствительности разных органов и тканей в возникновении стохастических эффектов радиации:

Гонады.....	0,20
Костный мозг (красный).....	0,12
Толстый кишечник.....	0,12
Легкие.....	0,12
Желудок	0,12
Мочевой пузырь	0,05
Грудная железа.....	0,05

Печень	0,05
Пищевод.....	0,05
Щитовидная железа	0,05
Кожа.....	0,01
Клетки костных поверхностей.....	0,01
Остальное	0,05*

** При расчетах учитывать, что Остальное включает надпочечники, головной мозг, экстрапорокальный отдел органов дыхания, тонкий кишечник, почки, мышечную ткань, поджелудочную железу, селезенку, вилочковую железу и матку. В тех исключительных случаях, когда один из перечисленных органов или тканей получает эквивалентную дозу, превышающую самую большую дозу, полученную любым из двенадцати органов или тканей, для которых определены взвешивающие коэффициенты, следует приписать этому органу или ткани взвешивающий коэффициент, равный 0,025, а оставшимся органам или тканям из рубрики Остальное приписать суммарный коэффициент, равный 0,025.*

Взвешенные коэффициенты устанавливают эмпирически и рассчитывают таким образом, чтобы их сумма для всего организма составляла единицу. Единицы измерения эффективной дозы совпадают с единицами измерения эквивалентной дозы. Она также измеряется в зивертах или бэрах.

2.7 Контрольные вопросы и задачи

Задача 1. Активность ^{60}Co с периодом полураспада 5,27 лет составляет 1 ГБк. Рассчитать число радиоактивных атомов этого препарата через 5 лет.

Задача 2. Определить активность 1 г ^{226}Ra , период полураспада которого 1600 лет.

Задача 3. В воздухе на высоте уровня моря за счет космического излучения в среднем образуется 2 пары ионов в 1 см^3 в 1 с. Определить поглощенную дозу в воздухе за год, если на образование одной пары ионов затрачивается энергия 33,85 эВ. Плотность воздуха принять равной $1,29 \cdot 10^{-3}\text{ г/см}^3$.

Задача 4. Микроскопическое сечение взаимодействия фотонов с энергией 1 МэВ для свинца равно $2,34 \cdot 10^{-23}\text{ см}^2$. Определить линейный и массовый коэффициенты ослабления фотонов, если плотность свинца $11,34\text{ г/см}^3$.

Глава 3 Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом

3.1 Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом

При прохождении через вещество фотоны (гамма-кванты) взаимодействуют с атомами, электронами и ядрами, в результате их интенсивность уменьшается. В области энергий до 10 Мэв наиболее существенными процессами, связанными с передачей энергии фотона веществу, являются:

- фотоэффект,
- эффект Комптона и
- образование электрон-позитронных пар.

При энергии γ - квантов больше 10 Мэв превышает порог фотоядерных реакций и в результате взаимодействия фотонов с ядрами становятся возможны реакции типа (γ, p) , (γ, n) , (γ, α) . Сечения фотоядерных реакций в области энергий до 100 Мэв составляют 1% полного сечения взаимодействия γ - квантов с атомом. Однако фотоядерные реакции необходимо учитывать в процессах преобразования фотонного излучения в веществе, так как вторичные заряженные частицы, такие как протоны и альфа-частицы, могут создавать высокую плотность ионизации.

3.1.1 Фотоэффект

При фотоэффекте фотон поглощается атомом и высвобождается электрон. Энергетические соотношения при этом выглядят следующим образом:

$$E_{\gamma} = E_e + E_i \quad (3.1)$$

где E_{γ} - энергия первичного фотона; E_i - энергия связи электрона в атоме (энергия ионизации); E_e - кинетическая энергия вылетевшего электрона.

Вероятность эффекта увеличивается по мере приближения энергии фотона к энергии связи электрона с атомом. Для фотоэффекта важна относительная связанность электрона $\sigma \sim I_i / h\nu$, где I_i - энергия ионизация i - оболочки; $E_{\gamma} = h\nu$ - энергия фотона. По мере увеличения энергии γ -кванта это отношение для электронов данной оболочки становится всё меньше. С другой стороны, если это отношение больше единицы, то γ -квант вообще не может выбить электрон этой оболочки из атома и поглощение электронами этой оболочки вовсе не происходит. Зависимость коэффициента поглощения от энергии γ -квантов показана на рис. 3.1

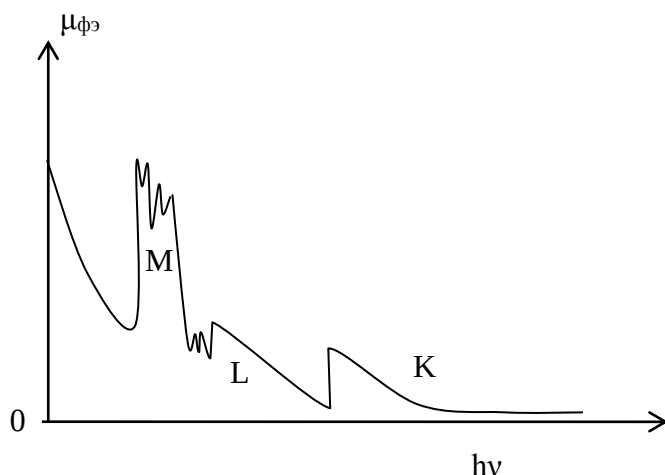


Рис. 3.1 Зависимость массового коэффициента поглощения в ходе фотоэффекта от энергии падающих фотонов

В общем случае, поглощение быстро уменьшается с возрастанием энергии. Однако каждый раз, как только энергия γ -квантов становится больше энергии, необходимой для ионизации электронов следующей более глубокой оболочки, поглощение скачком возрастает. После

того как энергия γ -квантов стала больше энергии связи электронов К-оболочки, скачков больше не наблюдается. В этом случае γ -кванты (до 80 %) поглощаются электронами К-оболочки, т.е. наиболее сильно связанными. Мелкие скачки на рис. 3.1 обусловлены различной энергией связи электронов, находящихся в разных подоболочках одной и той же оболочки. При очень больших энергиях γ -квантов поглощение за счёт фотоэффекта становится малым по сравнению с поглощением за счёт других эффектов.

Так как с увеличением порядкового номера Z элемента растёт и общее число электронов в атомах и энергия связи электронов внутренних оболочек, то с ростом Z поглощение γ -квантов за счёт фотоэффекта сильно увеличивается (при равном числе атомов в единице объёма вещества примерно пропорционально Z^5 , если энергия γ -квантов больше энергии ионизации К-оболочки).

Применяя методы нерелятивистской квантовой механики и используя приближение Борна (не учитывая притяжения к ядру, когда электрон покидает атом, а волновые функции фотоэлектрона принимаются в виде плоских волн) и пренебрегая связью К-электронов, Гайтлер получил для малых энергий ($I_k < h\nu < m_e c^2$) γ -квантов выражение для сечения фотоэффекта на К-оболочке (σ_γ^k):

$$\sigma_\gamma^k = 2^{5/2} \varphi_0 \alpha^4 Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{h\nu} \right)^{7/2} \quad (3.2)$$

где $\varphi_0 = \frac{8}{3} \pi \cdot r_0^2$; $r_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,82 \cdot 10^{-15}$ м - классический радиус электрона;

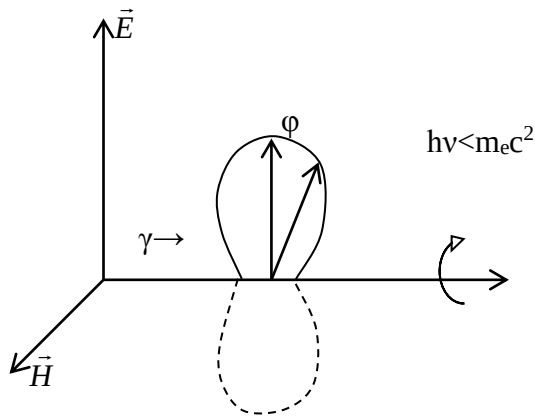
$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c}$ - постоянная тонкой структуры; $m_e c^2 = 0,511$ МэВ - энергия, соответствующая массе покоя электрона.

В релятивистской области ($h\nu > m_e c^2$) полученные выражения для σ_γ^k (Заутера, Гаврила - Пратта) свидетельствуют о том, что $\sigma_\gamma^k \sim 1/h\nu$, например:

$$\sigma_\gamma^k = \frac{4\pi \cdot e^4}{(m_e c^2)^2} \alpha^4 \cdot Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{h\nu} \right) \quad (3.3)$$

выражение Гаврила – Пратта. Таким образом, σ_γ^k убывает в релятивистской области с возрастанием энергий E_γ медленнее (как E_γ^{-1}), чем в нерелятивистской (как $E_\gamma^{-7/2}$).

Чтобы получить сечение реакции для всего атома, т.е. для учёта всех



оболочек, необходимо знать либо сечение для каждой оболочки, либо их отношение к сечению на К-оболочке.

Угловое распределение вылетающих фотоэлектронов, как и эффективное сечение, зависит от энергии падающих фотонов.

Рис. 3.2 Угловое распределение вылетающих фотоэлектронов ($h\nu < m_e c^2$)

В области $h\nu < m_e c^2$ фотоэлектроны вылетают с наибольшей вероятностью перпендикулярно к падающему пучку γ -квантов и распределены по закону $\cos^2\phi$ относительно

электрического вектора $\vec{E}$ падающей электромагнитной волны (рис. 3.2).

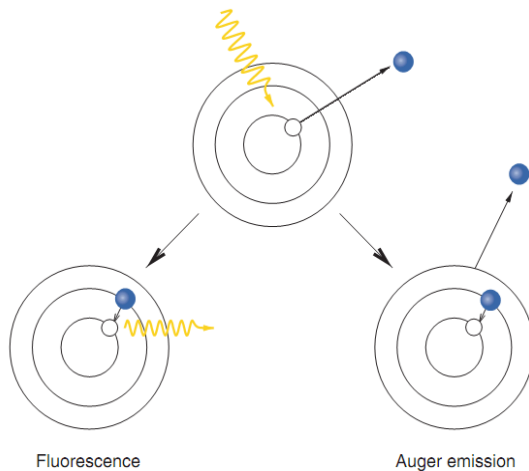


Рис. 3.3 Схема процессов протекающих при фотоэффекте и последующих процессов, связанных с характеристическим излучением или с эффектами Оже

При больших энергиях падающих γ -квантов ($h\nu > m_e c^2$) угловое распределение фотоэлектронов (благодаря передаче электрону большого импульса) вытянуто вперёд.

После вылета фотоэлектрона в атомной оболочке (при достаточно

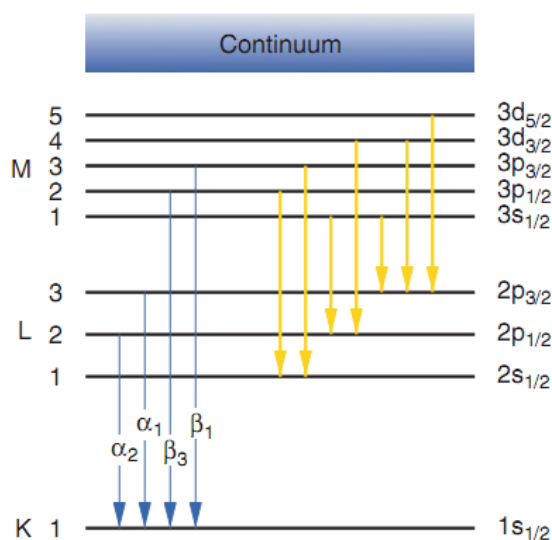


Рис. 3.4 Электронные переходы ответственные за характеристическое излучение в атомах

преобразуется в энергию электронов (фотоэлектроны и электроны Оже), а часть выделяется в виде характеристического излучения (рис. 3.5).

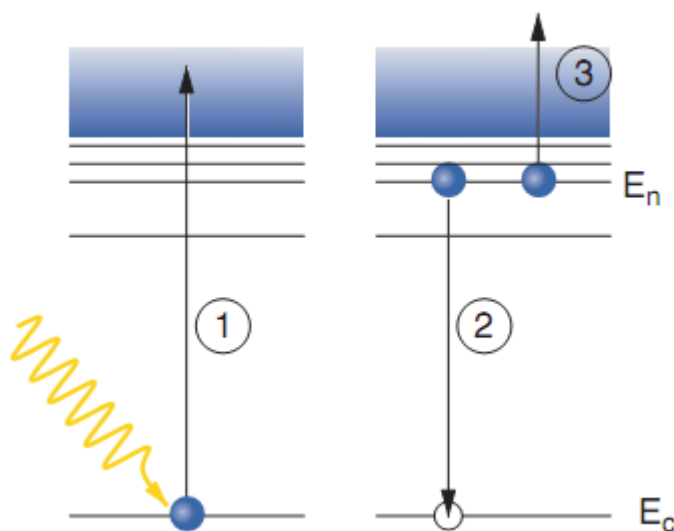


Рис. 3.5 Схема Оже процессов

большой энергии фотона обдирается самая внутренняя К-оболочка) образуется вакантное место. Переход менее связанных электронов на вакантные уровни сопровождается выделением энергии, которая может передаваться одному из электронов верхних оболочек атома, что приводит к его вылету из атома (эффект Оже) или трансформироваться в энергию характеристического рентгеновского излучения. Таким образом, при фотоэффекте часть энергии первичного γ -кванта

Характеристическое рентгеновское излучение есть результат перехода электронов с внешних электронных оболочек на вакантное место внутренней оболочки, образовавшееся при вырывании фотоэлектрона из атома, и имеет характерное время затухания флюоресценции в диапазоне 10-100 фемтосекунд (рис.3.4).

Характеристическое рентгеновское излучение

имеет линейчатый спектр состоящий из узких линий. Естественная ширина линий определяемая неопределенностью Гейзенберга дает величину порядка 0.01 эВ, в общем случае реально положение линий определяется с точностью 0.1 эВ.

Испускание Оже электронов и рентгеновская флюоресценция -

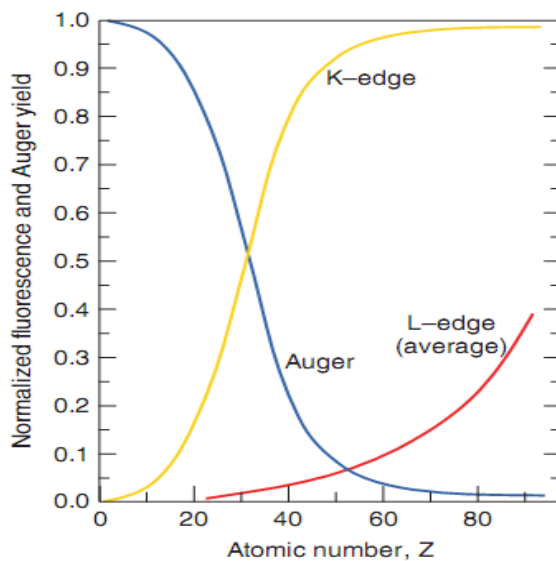


Рис. 3.6 Зависимость относительного выхода характеристического К- и L- рентгеновского излучение и Оже эффекта от зарядового числа атомного ядра Z

притяжения положительного заряда ядра и как следствие увеличения разности энергий между соседними оболочками. Зависимость относительного выхода характеристического К- и L- рентгеновского излучение и Оже эффекта от зарядового числа атомного ядра Z показана на рисунке 3.6. В противоположность характеристическому излучению испускание Оже электронов увеличивается с уменьшением разности энергии между возбужденным атомом и ионом после эмиссии Оже электрона. Оже процессы происходят более вероятно для легких атомов вследствие того, что электроны в этих атомах менее связаны с ядром, чем в тяжелых атомах.

Энергия движущейся частицы определяется релятивистским уравнением:

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (3.4)$$

где E - энергия движущейся частицы, состоящей из кинетической энергии и энергии покоя $E_0 = m_0 c^2$; m_0 - масса покоя; c - скорость света и v - скорость частицы. Однако, это уравнение не инвариантно относительно различных инерционных систем координат. Поэтому его можно преобразовать в инвариантное уравнение:

конкурирующие процессы. Вероятность спонтанной флюоресценции пропорциональна кубу разности энергии между верхним и нижним уровнем и определяется коэффициентом Эйнштейна для спонтанного излучения A . К - характеристическое излучение более вероятно (и следовательно имеет большую интенсивность), чем L- флюоресценция и рентгеновское характеристическое излучение будет сильнее для более тяжелых атомов из-за увеличения

$$E^2 = \left(\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right)^2 = \frac{m_0^2 c^4 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} + \frac{v^2}{c^2} \right)}{1 - \frac{v^2}{c^2}} = m_0^2 c^4 + \frac{m_0^2 c^2 v^2}{1 - \frac{v^2}{c^2}} = m_0^2 c^4 + c^2 p^2, \quad (3.5)$$

где $p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ - импульс частицы. И окончательно можно записать

$$E^2 - c^2 p^2 = m_0^2 c^4. \quad (3.6)$$

Это уравнение инвариантно относительно различных инерционных систем координат и из него следует, что масса покоя m_0 инвариантна, т.е. одинакова во всех инерционных системах отсчета. Из этой формулы следует, что импульс фотона, имеющего нулевую массу покоя равен:

$$p = \frac{E}{c} = \frac{\hbar \omega}{c} = \frac{2\pi \hbar}{c \cdot T} = \frac{2\pi \hbar}{\lambda} = \hbar \cdot k : \quad \vec{p} = \hbar \cdot \vec{k} \quad (3.7)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновой вектор. Прежде чем рассматривать фотоэффект, рассмотрим задачу о том, может ли свободный, покоящийся электрон захватить фотон. Для этого составим два уравнения, связанных с законом сохранения энергии и импульса:

$$E_\gamma + m_e c^2 = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{закон сохранения энергии} \quad (3.8)$$

$$\frac{E_\gamma}{c} = \frac{m_e v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{закон сохранения импульса} \quad (3.9)$$

Решая уравнения относительно E_γ и приравнявая обе части, получаем:

$$\frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_e c^2 = \frac{m_e c v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (3.10)$$

Во избежание возможного деления на ноль разложим $\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ в ряд

Тейлора по степеням $\frac{v^2}{c^2}$ и окончательно получаем:

$$\left(1 - \frac{v}{c} \right) \left(1 + \frac{1}{2} \frac{1}{1!} \frac{v^2}{c^2} + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 2} \frac{1}{2!} \left(\frac{v^2}{c^2} \right)^2 + \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 2 \cdot 2} \frac{1}{3!} \left(\frac{v^2}{c^2} \right)^3 + \dots \right) = 1, \quad (3.11)$$

из уравнения видно, что возможно только примитивное решение при скорости электрона равной нулю $v = 0$ и энергии фотона тоже равной нулю $E_\gamma = 0$. Отметим, что разложение релятивистской кинетической энергии E_k в ряд Тейлора при скорости частицы намного меньшей скорости света

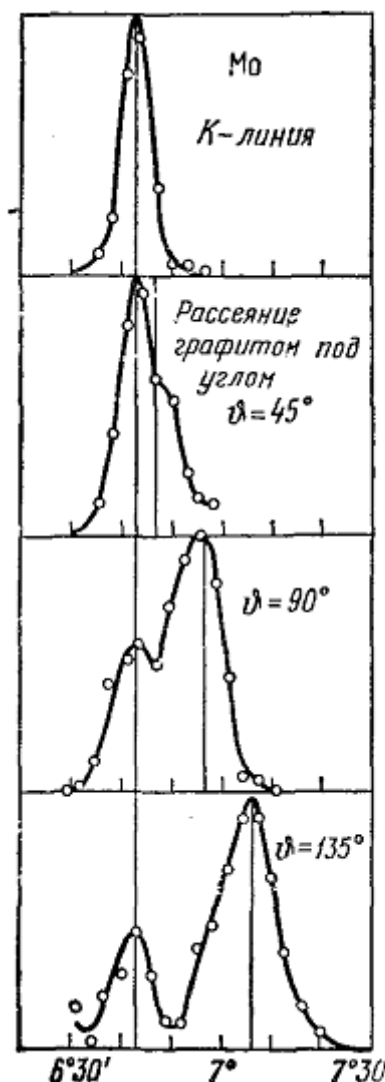


Рис. 3.7 Комптоновское рассеяние при различных углах

$v \ll c$ и учета только первого члена в разложении приводит к классической формуле для кинетической энергии:

$$E_k = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left(\left(1 + \frac{1}{2} \frac{1}{1!} \frac{v^2}{c^2} + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 2} \frac{1}{2!} \left(\frac{v^2}{c^2} \right)^2 \right) \right) \quad (3.12)$$

Из формулы (3.13) видно, что релятивистская кинетическая энергия представляет собой степенной ряд по четным степеням скорости частицы, что и следовало ожидать, так как энергия – скалярная величина, а любые нечетные степени давали бы величину векторную.

Для фотоэффекта система уравнений может быть представлена в виде:

$$E_\gamma + m_e c^2 = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + E_i \quad \text{закон}$$

сохранения энергии (3.13)

$$\hbar \cdot \vec{k} = \frac{m_e \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \vec{p}_a \quad \text{закон сохранения}$$

импульса (3.14)

где E_i – энергия ионизации атома, а $\vec{p}$ – импульс, переданный атому. В этом случае система уравнений имеет решение, и связанный электрон поглощает фотон.

3.1.2 Эффект Комптона

В 1922 г. Артур Комптон открыл явление, которое в дальнейшем получило его имя – эффект Комптона. Он изучал рассеяние жесткого рентгеновского излучения на телах, состоящих из легких атомов (графит, парафин и пр.) (рис. 3.7).

Оказалось, что в рассеянном излучении, наряду с исходной длиной волны λ , появляется смещенная линия с длиной волны $\lambda' > \lambda$. Изменение длины волны $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ в длинноволновую сторону спектра при рассеянии излучения получило название комптоновского смещения, а само явление – эффекта Комптона. Опыт показал, что комптоновское смещение для исследованных веществ не зависит от состава рассеивающего тела и длины падающей волны λ . Оно пропорционально квадрату синуса половины угла

рассеяния γ . В отличие от фотоэффекта комптоновское рассеяние не приводит к поглощению фотона. В этом процессе фотон с первоначальной энергией E в результате упругого⁷ взаимодействия с электроном передает ему часть энергии и изменяет направление своего движения.

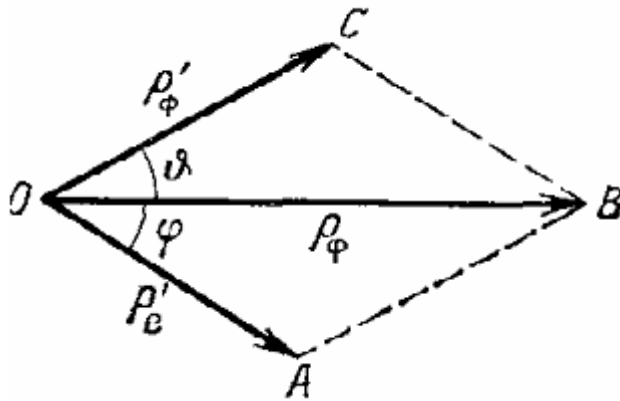


Рис. 3.8 Векторное сложение импульсов при эффекте Комптона

В легких веществах, с которыми производились опыты Комптона, энергия связи электрона с атомом мала по сравнению с энергией, передаваемой ему рентгеновским квантом при столкновении. Энергия, передаваемая атому квантом при столкновении, тем больше, чем больше угол рассеяния. Поэтому указанное условие выполняется тем лучше, чем больше угол

рассеяния. В легких атомах энергией связи электрона внутри атома можно пренебречь при всех углах рассеяния, т. е. все электроны считать свободными.

Рассмотрим столкновение фотона со свободным покоящимся электроном, что не уменьшает общности задачи, так как всегда можно перейти к системе координат, в которой электрон не движется прямолинейно и равномерно. При взаимодействии этих двух частиц должны соблюдаться законы сохранения энергии и импульса. Векторная диаграмма показана на рисунке (3.8). Поскольку при столкновении с фотоном электрон может получить релятивистские скорости, столкновение должно рассматриваться на основе релятивистской механики. Обозначим через E_γ и $\vec{p}_\gamma$ энергию и импульс фотона до рассеяния, а через E'_γ и $\vec{p}'_\gamma$ — после рассеяния. Для электрона полная энергия и импульс до рассеяния будут соответственно $E_e = m_e c^2$ и 0 (электрон до рассеяния покоился), а после рассеяния $E'_e = c\sqrt{(\vec{p}'_e)^2 + m_e^2 c^2}$ и $\vec{p}'_e$. Тогда законы сохранения энергии и импульса дают

$$E_\gamma + m_e c^2 = E'_\gamma + c\sqrt{(\vec{p}'_e)^2 + m_e^2 c^2}, \quad (3.15)$$

$$\vec{p}_\gamma = \vec{p}'_\gamma + \vec{p}'_e. \quad (3.16)$$

Из формулы (3.16) для импульса получаем

⁷ В общем процессе взаимодействия с атомами при переносе фотонов в среде комптоновское рассеяние является неупругим, так как сопровождается переходом энергии фотона в энергию движения отдельных электронов относительно окружающей среды. Кроме того, фотоны, рассеянные на различных («свободных») электронах, не обладают постоянной разностью фаз (в волновом представлении) относительно друг друга и не могут интерферировать. Поэтому комптоновское рассеяние некогерентно.

$$(\vec{p}_e')^2 = (\vec{p}_\gamma - \vec{p}_\gamma')^2 = (p_\gamma)^2 + (p_\gamma')^2 - 2p_\gamma p_\gamma' \cos \vartheta. \quad (3.17)$$

Подставляя это выражение в формулу для энергии (3.15) и выражая энергию фотона через импульс (3.7) получаем.

$$p_\gamma' = p_\gamma \cdot \frac{m_e c}{m_e c + p_\gamma \sqrt{1 - \cos \vartheta}}, \quad (3.18)$$

или выражение для энергии

$$E_\gamma' = E_\gamma \cdot \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + E_\gamma \sqrt{1 - \cos \vartheta}}. \quad (3.19)$$

Используя выражение для энергии в виде $E = \frac{hc}{\lambda}$, получаем формулу Комптона:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2 \frac{h}{m_e c} \left(\sin \frac{\vartheta}{2} \right)^2, \quad (3.20)$$

где $\lambda_k = \frac{h}{m_e c} = 2,4263096(15) \cdot 10^{-10}$ см, носит название комптоновской длины для электрона.

Следует подчеркнуть, что электрон, на котором рассеивается фотон, в рассматриваемой модели предполагается неподвижным. Если же электрон движется, то при столкновении он может передать свою кинетическую энергию фотону. Этот процесс сопровождается уменьшением длины волны фотона и называется обратным эффектом Комптона. При обратном эффекте Комптона происходит увеличение частоты света, претерпевающего рассеяние на релятивистских электронах, имеющих энергию выше, чем энергия фотонов. Обратный эффект Комптона ответствен за рентгеновское излучение галактических источников, рентгеновскую составляющую реликтового фонового излучения (эффект Сюняева - Зельдовича), трансформацию плазменных волн в высокочастотные электромагнитные волны.

Энергия фотона, соответствующая комптоновской длине для электрона, равна энергии покоя электрона

$$E_\gamma = h\nu = \frac{hc}{T \cdot c} = \frac{hc}{\lambda_k} = m_e c^2 = 0,511 \text{ МэВ},$$

где T - период световых колебаний.

Рассмотрим частные случаи рассеяния фотона на углы $\vartheta = 0, \vartheta = \frac{\pi}{2}, \vartheta = \pi$, используя формулу (3.19) при увеличении энергии фотона до бесконечности.

При $\vartheta = 0$, $\cos \vartheta = 1$, получаем, что фотон не теряет свою энергию $E_\gamma' = E_\gamma$.

При $\vartheta = \frac{\pi}{2}$, $\cos \vartheta = 0$, и стремлении $E_\gamma \rightarrow \infty$ имеем $E'_\gamma = \frac{m_e c^2}{\frac{m_e c^2}{E_\gamma} + 1} \rightarrow 0,511$

МэВ, т.е энергия рассеянного под 90 градусов фотона не может превышать энергию покоя электрона.

При $\vartheta = \pi$, $\cos \vartheta = -1$, и стремлении $E_\gamma \rightarrow \infty$ имеем $E'_\gamma = \frac{m_e c^2}{\frac{m_e c^2}{E_\gamma} + 2} \rightarrow 0,256$

МэВ.

Таким образом, энергия рассеянного назад фотона не может превышать половину энергии покоя электрона независимо от его начальной энергии.

3.1.3 Историческое отступление

В 1922 г. Артур Холли Комптон обнаружил и дал теоретическое обоснование эффекту изменения длины волны рентгеновского излучения вследствие рассеяния его электронами вещества. За это открытие Комптон был награждён Нобелевской премией в 1927. Однако, в видимой области спектра при длине волны значительно превышающей размеры поглощающего атома можно пренебречь импульсом фотона, а также комптоновским рассеянием, которое сопутствует поглощению. Эти условия выполняются при энергиях фотона ниже нескольких кэВ для легких атомов и десятков кэВ для тяжелых.

Но в 20 годах прошлого века об этом еще не было известно и это незнание связано с открытием комбинационного рассеяния света (в российской терминологии) или – эффекта Рамана (Рамановского рассеяния) (в терминах мировой литературы) – одного из значительных оптических явлений. В конце первой трети 20 века в потоке рассеянного видимого света стали искать свет, частота которого отлична от частоты возбуждающего света. При этом основания для этих работ были разными в различных международных группах. Остановимся на работах, которые велись в Индии Ч.В. Раманом и К.С. Кришнаном и России Г.С. Ландсбергом и Л.И. Мандельштамом которые и явились основой для открытия этого оптического явления.

Комбинационное рассеяние света было открыто в 1928 г. практически одновременно и совершенно независимо Г.С. Ландсбергом и Л.И. Мандельштамом в Москве и Ч.В. Раманом и К.С. Кришнаном в Калькутте (Индия). Однако Нобелевскую премию по физике за 1930 г. получил один Раман, и эффект, о котором идет речь, обычно называют эффектом Рамана. Российские физики всегда считали и считают такую ситуацию несправедливой.

Истории этого открытия посвящено немало публикаций и в отечественной и зарубежной литературе, среди которых наиболее полными и компетентными представляются исследования И.Л. Фабелинского, ученика Ландсберга и его ближайшего помощника.

Раман и Кришнан, основываясь на аналогии с эффектом Комптона, предположили, что при рассеянии видимого света будет возникать также какая-то составляющая с более низкой частотой (как теперь хорошо известно, что для видимого света этим эффектом можно пренебречь). Для проверки своей гипотезы они наблюдали с помощью светофильтров рассеяние солнечного света в ряде жидкостей и паров. При этом авторы пришли к заключению о наличии искомой компоненты света с пониженной частотой. Соответствующее сообщение опубликовано в "Nature" от 31 марта 1928 г. под названием "Новый тип вторичного излучения" (A new type of secondary radiation). Именно эта заметка, датированная 16 февраля, ассоциируется обычно в иностранной литературе с открытием комбинационного рассеяния света. Однако, во-первых, используя непрерывный спектр солнечного излучения, нельзя, конечно, обнаружить появление комбинационных сателлитов, да авторы на это и не претендуют. Во-вторых, как теперь хорошо известно, в общем потоке рассеянного света в жидкостях вклад суммарного комбинационного рассеяния составляет лишь несколько процентов от вклада рэлеевского рассеяния. Как подробнее анализируется И.Л. Фабелинским, при визуальных наблюдениях обнаружение такого свечения вряд ли возможно. Раман и Кришнан предполагали, что имеется какая-то уменьшенная по частоте радиация, они ее и "увидели".

В следующих двух заметках от 21 апреля и 5 мая 1928 года также опубликованных в "Nature" для возбуждения рассеянного света уже использовалась ртутная дуга - линия ртутного спектра $\lambda = 4358 \text{ \AA}$. На этом спектре рассеянного света можно видеть сателлиты комбинационного рассеяния света. Статьи озаглавлены «Изменение длины волны в световом рассеянии» (Change of Wave-length in Light Scattering) и «Оптический аналог Комптон - эффекта» (The optical analogue of the Compton effect). Авторы полагали (хотя и не твердо), что они наблюдали оптический аналог Комптон - эффекта. Проведя опыты с 60-ю жидкостями, они пришли к убеждению (не твердо), что положения смещенных линий не зависят от вещества. Однако в последней статье имеется сравнение и с инфракрасными частотами молекул. В 1928 году Раман, вместе с Кришнан и без него, опубликовал шесть небольших заметок в "Nature" и еще ряд статей в других журналах.

По мнению И.Л. Фабелинского публикации Рамана и Кришнана производят странное впечатление. То сдвиги линий комбинационного рассеяния сопоставляются с инфракрасными колебаниями молекул, что позволяет думать, что авторы на верном пути, а то в заголовках своих сообщений пишут "Оптический аналог Комптон - эффекта" или

"Отрицательное поглощение излучения". Эти заголовки указывают на непонимание природы наблюдаемого явления.

В тоже время в Москве Мандельштам и Ландсберг, начиная с 1926 г., развернули экспериментальное изучение молекулярного рассеяния света в кристаллах и, в частности, стремились обнаружить предсказанное Мандельштамом еще в 1918 г. расщепление линии рэлеевского рассеяния, обусловленное рассеянием на тепловых акустических волнах. Это явление в дальнейшем было названо эффектом Мандельштама - Бриллюэна. В ходе соответствующего исследования Мандельштам и Ландсберг получили уже определенные позитивные результаты, когда неожиданно для себя обнаружили комбинационное рассеяние света - появление в спектре рассеянного света сателлитов с изменением частоты, на три порядка превосходящем ожидаемое для эффекта Мандельштама - Бриллюэна. Московские физики, как свидетельствуют их записи в дневнике наблюдений, 21 февраля обратили внимание на ранее не замечавшиеся линии спектрограммы. Обнародовать свою находку они не торопились, посчитав за полезное провести дополнительные наблюдения с помощью более сильного светового устройства на приборе. Сыграло роль и трагическое обстоятельство: был арестован и приговорен к расстрелу родственник Мандельштама, и он был поглощен его спасением, причем успешным. Тем не менее, известная медлительность Ландсберга и Мандельштама в вопросе о публикациях сыграла свою роль.

Полученные на новом приборе результаты позволили им быстро разобраться в истинной природе наблюдавшегося физического эффекта. Сообщение об этом было направлено в журнал «Naturwissenschaften» 6 мая 1928г. и опубликовано в нем 13 июля, а также отправлено 10 мая в "Журнал Русского физико-химического общества. Однако Раман успевает до появления первой публикации москвичей опубликовать в «Nature» четыре своих сообщения на два из которых Мандельштам и Ландсберг ссылаются. Подробная же статья была послана московскими физиками в "Zeitschrift fur Physik"; она поступила в редакцию 12 августа 1928 г. Статья содержит подробные данные об использованной установке, результаты исследования комбинационного рассеяния света в кварце и исландском шпате, а также ясное и четкое объяснение природы явления, кратко упомянутое уже в предыдущих сообщениях.

В Заключении Нобелевского комитета было сказано, что Раман и Кришнан в письмах в "Nature от 31 марта и 21 апреля (письма на которые ссылаются Ландсберг и Мандельштам в своих статьях) дают ясное объяснение природы наблюдаемого явления и поэтому экспериментальные результаты Ландсберга и Мандельштама не являются независимыми. По мнению В.Л. Гинзбург и И.Л. Фабелинский [8,25] такая формулировка была несомненной ошибкой Нобелевского комитета так как в первых двух публикациях Раман и Кришнан смутно представляли природу наблюдаемого явления.

История открытия комбинационного рассеяния света (Рамановского рассеяния) была описана во многих работах, как в отечественной, так и зарубежной литературе, возвращаются к этой теме и в настоящее время. В одной из таких публикаций Синг и Рисс [30] сделали такое заключение:

"Пример Рамана показывает, что при номинации на Нобелевскую премию решающую роль играют контакты с известными учеными. Номинация Рамана известными физиками и такими нобелевскими лауреатами, как Резерфорд, Бор и Штарк, увеличили его шансы, в то время как перспективы Ландсберга и Мандельштама (которых номинировали лишь их соотечественники) были невелики"

3.1.4 Образование электрон-позитронных пар

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

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

Поскольку σ_p в поле электрона примерно в Z раз меньше, а σ_p в поле ядра и при $E' < 10$ МэВ составляет менее 2 % полного сечения σ , то роль этого процесса в переносе фотонов малосущественна.

Электрон и позитрон испускаются преимущественно в том же направлении, в каком двигался падающий фотон, особенно когда энергия фотона E' и, значит, его импульс велики. Основная часть электронов и позитронов движется в пределах угла $0,511 \text{ МэВ}/E'$ радиан относительно направления движения фотона. Энергия фотона распределяется между электроном и позитроном.

Как и при фотоэффекте, процесс образования пар сопровождается относительно низкоэнергетическим γ -излучением, имеющим, однако, другое происхождение. Свободный позитрон нестабилен в присутствии

электронов среды и быстро рекомбинирует с одним из них. Исчезновение позитрона в этом процессе аннигиляции сопровождается излучением эквивалентного количества энергии в виде γ -излучения.

Аннигиляционное излучение имеет наибольшее значение для источников γ -излучения высокой энергии ($E > 6$ МэВ) и для сред из тяжелых элементов ($Z > 25$). В худшем случае это излучение составляет до 7% полной дозы излучения, что несущественно для большинства задач. Однако это излучение заметно в спектре рассеянного излучения в области малых энергий (ниже 0,5 МэВ) и, следовательно, должно учитываться при рассмотрении низкоэнергетического излучения и особенно интенсивности отраженного излучения.

Выражение для σ_p как функции E и имеет в общем случае сложный вид. При $2m_e c^2 \leq E \leq 137m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$ довольно точные результаты дает теория Бете - Гайтлера:

$$\sigma_p(E) = r_e^2 \frac{Z^2}{137} \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{218}{27} \right). \quad (3.21)$$

Дифференциальное сечение образования аннигиляционных фотонов можно записать в следующем виде:

$$\sigma_p(E \rightarrow E', \theta_s) = 2\sigma(E) \delta(E' - 0,511) f_p(\theta_s), \quad (3.22)$$

где $f_p(\theta_s)$ - угловое распределение аннигиляционных фотонов. Поскольку аннигиляция имеет наибольшую вероятность при малых энергиях позитронов, угол между направлениями распространения каждой пары аннигиляционных фотонов равен примерно π , а в целом $f_p(\theta_s) \approx \frac{1}{4\pi}$.

3.1.5 Аннигиляция позитрония

Свободный позитрон нестабилен в присутствии электронов среды и быстро рекомбинирует с одним из них, обычно образуя систему

именуемую позитронием, т. е. «атом», составленный из электрона и позитрона, - связанное состояние e^+ и e^- (рис.3.8). Он походит на атом водорода, только вместо протона стоит позитрон. Как и у водорода, у него много состояний. И как у водорода, основное состояние вследствие взаимодействия с магнитным моментом расщепляется на

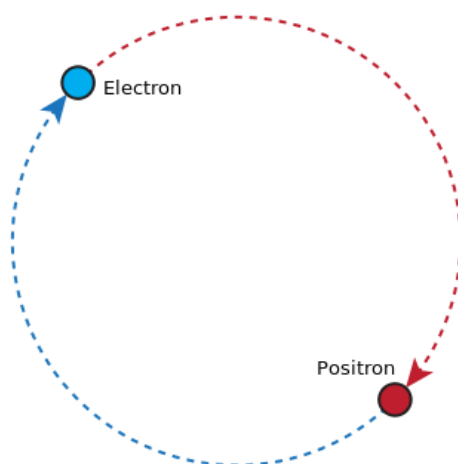


Рис. 3.9 Модель позитрония

«сверхтонкую структуру». Спины электрона и позитрона равны $1/2$ и могут быть либо параллельны, либо антипараллельны любой данной оси. В основном состоянии орбитальное движение не создает своего момента количества движения. Итак, всего есть четверка состояний: три из них - подсостояния системы со спином 1, все с одной энергией; и одно состояние со спином нуль и с иной, отличной энергией. Однако расщепление уровней здесь намного сильнее, чем 1420 МГц, которые есть в спектре водорода, потому что магнитный момент у позитрона больше протонного – почти в 2000 раз.

В процессе аннигиляции электрон-позитронных пар (в зависимости от суммарного спина сталкивающихся частиц) испускаются либо два, либо три гамма - кванта. Если относительная скорость электрона и позитрона невелика, аннигиляции непосредственно предшествует образование промежуточного связанного атомарного состояния (e^+e^-) - позитрония.

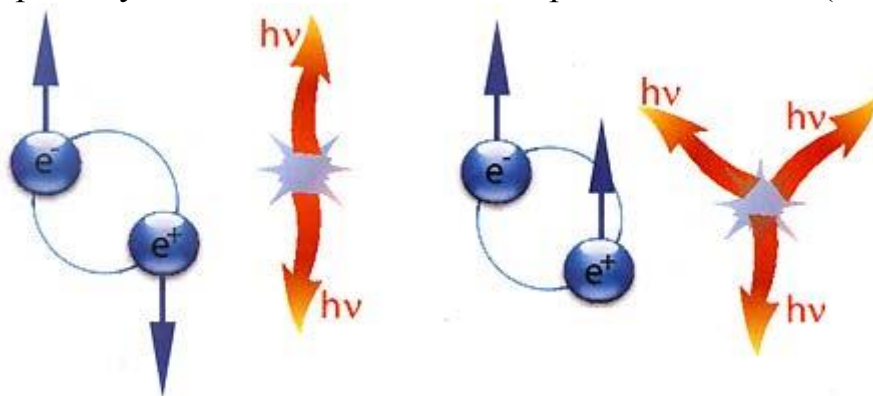


Рис. 3.10 Аннигиляция позитрония

Позитроний нестабилен и распадается на два гамма-кванта в течение 0,1 наносекунды и три γ -кванта - в течение 100 наносекунд (рис. 3.10).

В

естественных

условиях процессы аннигиляции могут происходить вблизи космических источников античастиц, например, активных ядер галактик, пульсаров, сверхновых. Поскольку при этом происходит излучение γ - квантов, одним из способов наблюдения таких процессов является регистрация гамма-излучения. В случае распада позитрония на два гамма-кванта наблюдается излучение с энергией каждого из квантов 511 КэВ. Спектр двухфотонного излучения имеет вид линии. В отличие от двухфотонного, трехфотонное аннигиляционное излучение имеет непрерывный спектр, лежащий ниже 511 кэВ. Анализ этого спектра в сравнении с интенсивностью линии 511 КэВ назад позволил ученым сделать вывод о том, что приблизительно 93 % всех позитронов аннигилируют с образованием позитрония.

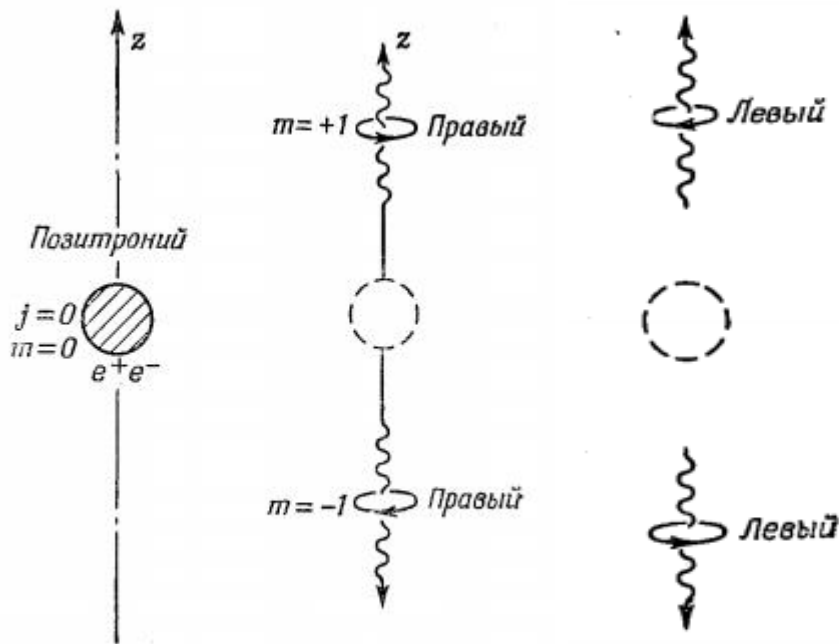


Рис. 3.11 Поляризация фотонов при аннигиляции позитрония

Фейнман [26] сделал простой анализ распада состояния позитрония со спином нуль. Он распадается на два γ -кванта со временем жизни 10^{-10} с. Вначале имеются позитрон и электрон с антипараллельными спинами, расположенные очень близко один к другому и образующие систему позитрония. После распада возникают два фотона, разлетающиеся с равными и противоположными импульсами (рис. 3.11). Импульсы обязаны быть равны и противоположны, потому что полный импульс после распада должен быть таким, как и до распада, т. е. равен нулю (если мы рассматриваем аннигиляцию в покое). Если позитроний движется то всегда можно выбрать систему координат, в которой он бы покоился.

Для начала заметим, что угловое распределение интереса не представляет. Раз спин начального состояния равен нулю, то нет какой-либо выделенной оси, оно симметрично относительно любых поворотов. Значит, и конечное состояние должно быть симметрично относительно всякого поворота. Это означает, что все углы распада одинаково вероятны - амплитуда вылететь в любую сторону для фотона одна и та же. Конечно, если один из фотонов отправляется в одну сторону, то другой отправится в противоположную.

Единственное, что нам остается, это рассмотреть поляризацию фотонов. Проведем ось $+z$ по направлению движения одного фотона, а ось $-z$ по направлению движения второго фотона. Для описания состояний поляризации фотонов можно использовать любые представления. Мы выберем правую и левую круговые поляризации, всегда отсчитывая их относительно направлений движения. Сразу же видно, что если движущийся вверх фотон - правый, то момент количества движения останется прежним, если фотон, отправившийся вниз, тоже окажется

правым. Каждый унесет по +1 единице момента относительно направления своего импульса, что означает +1 и -1 относительно оси z . В сумме будет нуль, и момент количества движения после распада окажется таким же, как и до распада (рис. 3.11). Имеется и другая возможность: это состояние позитрония может превратиться в пару левых фотонов, как показано на рисунке 3.11. Так как состояния с левым и правым фотоном представляют решения одной и той же системы, то из них можно составить линейную комбинацию (принцип суперпозиции). Линейная комбинация света право- и лево- поляризованного по кругу будет представлять линейно-поляризованный свет, при этом фотоны будут поляризованы взаимно перпендикулярно. Условие взаимной перпендикулярности не накладывает никаких ограничений на направление поляризации, до момента измерения (коллапса волновой функции). Другими словами, если первый фотон, с которым мы провели измерения, имеет линейную поляризацию в направлении оси $\vec{x}$ (при этом направление оси $\vec{x}$ совершенно произвольно), то второй фотон всегда будет направлен в направлении $\vec{y}$ оси. И естественно, что направление $\vec{y}$ полностью определяется тем совершенно произвольным направлением $\vec{x}$, даже в том случае если второй фотон улетел на другой конец Вселенной. Важно отметить, что процесс измерения, который приводит к коллапсу волновой функции не связан с присутствием человека, а связан с взаимодействием квантового объекта с классическим. Такие состояния фотонов называются запутанными (от английского *entangled*).

3.1.6 Квантовая запутанность и Квантовая телепортация

Квантовая запутанность - квантовомеханическое явление, при котором квантовые состояния двух или большего числа объектов оказываются взаимозависимыми. Такая взаимозависимость сохраняется, даже если эти объекты разнесены в пространстве за пределы любых известных взаимодействий, что находится в логическом противоречии с принципом локальности. Например, можно получить пару фотонов, находящихся в запутанном состоянии, и тогда если при измерении спина первой частицы спиральность оказывается положительной, то спиральность второй всегда оказывается отрицательной, и наоборот.

В 1935 году Эйнштейн, Подольский и Розен сформулировали мыслимый эксперимент [28], во многом похожий на аннигиляцию позитрония, который мы рассмотрели ранее, получивший в дальнейшем наименование ЭПР-парадокса (по первым буквам фамилии авторов), который должен был показать неполноту предлагаемой модели квантовой механики. Их статья «Можно ли считать квантово - механическое описание физической реальности полным?» была опубликована в журнала «Physical Review». Довольно долгое время этот мыслимый эксперимент

рассматривали, как парадокс в кавычках и Мермин в 1985 г. заметил, что по вопросу - есть ли некоторые фундаментальные проблемы у квантовой механики, связанные с нелокальностью, физики подразделяются на "индифферентное" большинство и "озабоченное" меньшинство. Однако в конце 20 века интерес в ЭПР парадоксу резко возрос - прежде всего констатацией самого факта, что квантовая механика - нелокальна. Экспериментальная реализация квантовой телепортации поляризационного состояния фотона была осуществлена в 1997 году почти одновременно группами физиков под руководством Антона Цайлингера (Университет Инсбрука) и Франческо де Мартини (Университет Рима) [1,3].

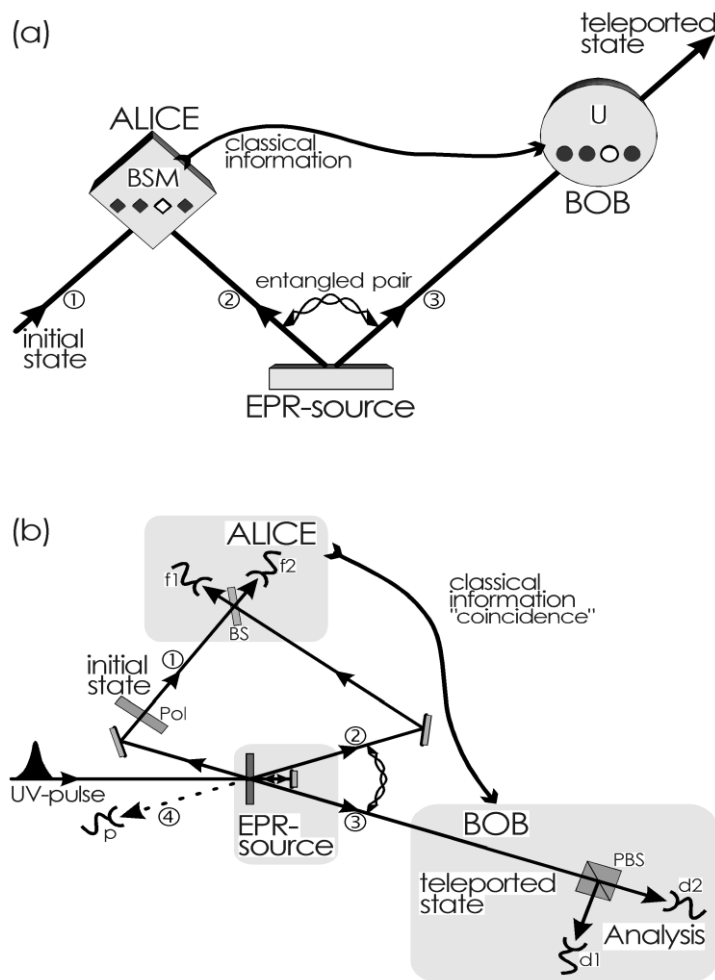


Рис. 3.12 Схема экспериментального получения квантовой телепортации

Схема эксперимента представлена на рисунке 3.12. Ключевую роль в квантовой телепортации играют запутанные состояния. Примером системы, находящейся в запутанном состоянии, являются два фотона, появившиеся в результате спонтанного параметрического распада фотона, распространяющегося в среде с квадратичной нелинейностью (например, в кристалле BaB_2O_4) – часто его обозначают как ЭПР-источник (EPR-source) (рис. 3.12). Ранее мы видели, что аннигиляция позитрония создает такие же два запутанных фотона. Однако поляризационные измерения с оптическими фотонами экспериментально значительно проще выполнить, чем с

рентгеновскими фотонами. Для запутанных фотонов нельзя указать, какова поляризация каждого из фотонов пары; если же произвести измерение над одним фотоном и - тем самым - определить его поляризацию, то и поляризация другого фотона также станет

определенной. Стоит подчеркнуть, что производя измерение над одной частицей мы в тот же момент определяем и состояние другой частицы, как бы далеко эти частицы друг от друга ни находились. Таким образом, связь между частицами носит принципиально нелокальный характер. Действительно, в рамках классического подхода после того, как система распалась на составные части, никакое воздействие на одну из частей не может изменить состояние другой части, если частицы не взаимодействуют. И более того, поскольку скорость распространения сигнала не может превышать скорости света, то при определенных условиях - в рамках классического подхода - воздействие на одну часть системы никаким образом не может повлиять на другую часть системы. В математическом виде это утверждение было сформулировано Дж. Беллом в 1964 г. в виде так называемых неравенств Белла, нарушение которых означает невозможность описать систему классическим образом.

Упрощенно схему квантовой телепортации можно представить себе следующим образом. Алисе и Бобу (условные персонажи) посылаются по одному фотону из пары запутанных фотонов ((2) и (3) на рисунке 3.12). Алиса имеет у себя дополнительную частицу (фотон) в (неизвестном ей) состоянии $A((1)$ на рисунке 3.12); фотон из пары и фотон Алисы взаимодействуют ("запутываются") через полупрозрачное зеркало BS, Алиса производит измерение f_1, f_2 и определяет состояние системы из двух фотонов, оказавшейся у нее. Естественно, первоначальное состояние A фотона Алисы при этом разрушается. Однако фотон из пары запутанных фотонов, оказавшийся у Боба, переходит в состояние A . В принципе, Боб даже не знает при этом, что произошел акт телепортации, поэтому необходимо, чтобы Алиса передала ему информацию об этом обычным способом.

ЭПР парадокс и квантовая телепортация обязаны двум характерным свойствам квантовой механики: принципу суперпозиции, который дает возможность складывать *пространственно разделенные состояния* (волновые функции) и коллапсу волновой функции при взаимодействии с классическим объектом (процесс измерения – хотя напрямую этот процесс и не связан с основами квантовой механики). Как сказано выше в 1935 г. Эйнштейн, Подольский и Розен сформулировали этот парадокс. Применение тех же принципов к квантовым *состояниям разделенных по времени* привело еще к одному парадоксу квантовой механики, но который был сформулирован значительно позднее [6]. В 1978 году американские физики Б. Мизра и Е. Судершан опубликовали статью под названием "Квантовый эффект Зенона". В этой работе, написанной известными авторами и напечатанной в серьезном физическом журнале, содержится странное и на первый взгляд неправдоподобное утверждение о том, что непрерывное наблюдение за процессом радиоактивного распада делает распад невозможным. Этот удивительный результат называют *Квантовым эффектом Зенона*, а иногда более образно – эффектом незакипающего чайника, т.е. если постоянно смотреть на чайник – он никогда не закипит.

Следует упомянуть, что основные результаты, обеспечивающие существование Квантовый эффект Зенона, теоретически получены еще в конце 50-х годов известным советским физиком Л.А. Халфиным, но в его работах не было обращено внимание на то, что обнаруженные им факты приводят к такому парадоксальному следствию. Мизра и Судершан, не знавшие вначале о результатах Халфина, в последующих работах ссылались на них как на пионерские.

3.1.7 Образование фотонейтронов

Из указанных в начале раздела процессов взаимодействия фотонов с веществом специфична одна из разновидностей фотоядерной реакции - образование фотонейтронов (γ, n), т. е. выбивание нейтронов из ядра под действием фотонов высокой энергии. Эта реакция имеет пороговый характер и происходит при превышении энергии фотона над энергией связи нейтрона в ядре $E_{св}$, которая для большинства ядер равна 6-8 МэВ. Исключение составляют дейтерий и бериллий, пороговая энергия для которых в реакции (γ, n) довольно мала (2,23 и 1,665 МэВ для дейтерия и бериллия соответственно). Сечение этой реакции слишком мало, чтобы указанный процесс мог заметно повлиять на ослабление фотонов в среде, и даже для тяжелых ядер примерно при 20 МэВ оно составляет только 1 б. Однако в ряде случаев при достаточно большой толщине радиационной защиты реакция (γ, n) может играть определенную роль.

3.1.8 Общая характеристика взаимодействия фотонов с веществом

При прохождении фотонного излучения через вещество главным процессом является образование вторичных электронов. Последние осуществляют ионизацию и возбуждение атомов и молекул среды, что в конечном итоге и приводит к радиационно-химическим превращениям и ионизации вещества.

Полное сечение взаимодействия фотонов есть сумма сечений всех упомянутых выше сечений парциальных процессов:

$$\sigma_{\Sigma} = \sum \sigma_i . \quad (3.23)$$

Однако в практике расчетов прохождения фотонов в среде чаще используется другая, упрощенная трактовка этого сечения, связанная с неучетом процессов, слабо влияющих на перенос фотонов, - когерентного рассеяния, (γ, n) - реакции и др. При этом, естественно, такие процессы не должны учитываться и в суммарном дифференциальном сечении

рассеяния. Таким образом, учитываются лишь основные три процесса – фотоэффект (σ_{ph}); Комптон-эффект (σ_c); и образование электрон-позитронных пар (σ_p):

$$\sigma_{\Sigma} = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_p \quad (3.25)$$

В разделе 2.2 сказано, что кроме микроскопических сечений взаимодействия σ_{Σ} чаще используют макроскопические величины:

$$\mu = n_a \sigma_{\Sigma} = n_a \sigma_{ph} + n_a \sigma_c + n_a \sigma_p = \tau + \sigma + \kappa, \quad (3.26)$$

μ – линейный коэффициент ослабления, а τ, σ, κ линейные коэффициенты ослабления соответственно для фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования электрон-позитронных пар.

Обозначения массовых коэффициентов ослабления таковы: $\frac{\tau}{\rho}, \frac{\sigma}{\rho}, \frac{\kappa}{\rho}$ (ρ – плотность материала в г/см³).

На рис. 3.13 приведены массовые коэффициенты ослабления и их составляющие для воздуха.

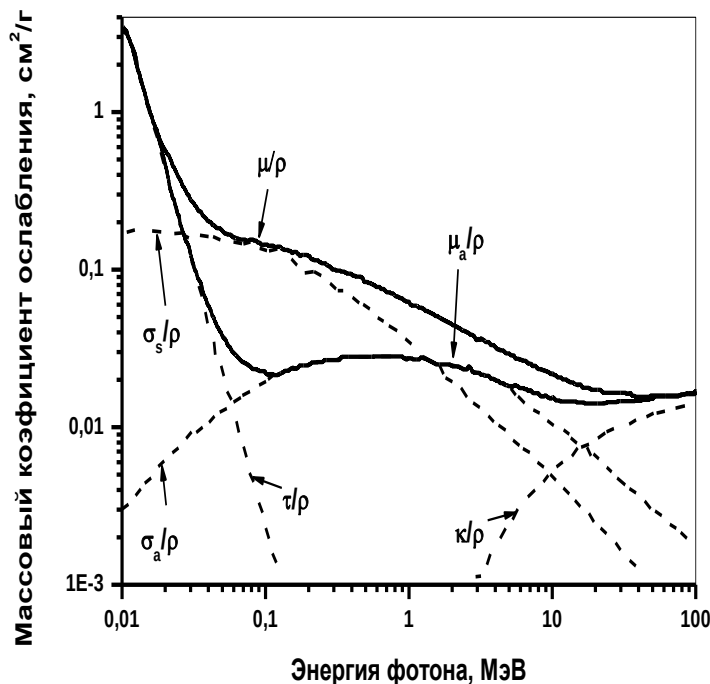


Рис. 3.13 Массовые коэффициенты ослабления для воздуха

В элементарных актах взаимодействия фотонов с веществом часть энергии первичного излучения преобразуется в кинетическую энергию электронов, а часть – в энергию вторичного фотонного излучения. Это позволяет полный коэффициент ослабления представить в виде суммы двух коэффициентов:

$$\mu = \mu_k + \mu_s, \quad (3.27)$$

где μ_k и μ_s – соответственно части

коэффициента ослабления, определяющие преобразование энергии фотонов в кинетическую энергию электронов и энергию вторичного фотонного излучения (характеристическое излучение, рассеянные фотоны, аннигиляционное излучение).

Коэффициент μ_k – называется коэффициентом передачи энергии излучения. Коэффициент передачи энергии связан с коэффициентом поглощения энергии фотонного излучения μ_a соотношением

$$\mu_a = \mu_k(1 - g), \quad (3.28)$$

где g - доля энергии заряженных частиц, идущая на тормозное излучение.

Рассмотрим зависимость σ от энергии фотонов. Характерная особенность $\sigma(E)$ - наличие минимума. Он объясняется убыванием сечений комптоновского рассеяния σ_c и фотоэффекта σ_{ph} с ростом энергии фотонов и возрастанием при этом σ_p . При некотором значении E рост σ_p начинает превосходить уменьшение σ_c и σ_{ph} , поэтому при больших энергиях σ растет с увеличением E . Энергия E_{min} , при которой σ достигает минимума, различна для разных элементов. Так как σ_c пропорционально Z , а σ_p пропорционально Z^2 , то E_{min} уменьшается с возрастанием Z . Для легких элементов $E_{min} > 10$ МэВ.

Так, для азота $E_{min} = 45$ МэВ, а для алюминия 21 МэВ. Для элементов, расположенных в периодической системе элементов по соседству с железом, E_{min} составляет примерно 8 МэВ. Характерно, что для элементов легкой и средней массы минимум сечения очень широкий, и существует довольно большой интервал энергий, где σ слабо изменяется с энергией. Для тяжелых элементов положение минимума мало изменяется с ростом Z (3,5 МэВ для вольфрама и 3,4 МэВ для свинца), а сам он становится все более отчетливым и явно выраженным.

Для каждого элемента всю область изменения энергии можно разбить на три части, в каждой из которых наиболее вероятен один из рассмотренных трех основных процессов. В случаях малых энергий фотоны в основном поглощаются при фотоэлектрическом взаимодействии, для средних энергий преобладает комптоновское взаимодействие, для высоких энергий - процесс образования электрон-позитронных пар. Например, для железа фотоэффект доминирует при $E_\gamma < 120$ кэВ, образование пар - при $E_\gamma > 9,5$ МэВ, комптоновское взаимодействие - между этими границами.

3.2 Взаимодействие нейтронов с веществом

Нейтрон (обозначается буквой n) - электрически нейтральная частица с массой $1,675 \cdot 10^{-24}$ г или 1,00867 а.е.м. Он несколько тяжелее протона. Нейтрон - нестабильная частица. Он распадается на протон, электрон и электронное антинейтрино с временем полураспада около 12 мин $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$. В одном акте распада выделяется энергия 0,78 МэВ.

В отличие от фотонов для нейтронов существенны лишь процессы их взаимодействия с ядрами атомов. При этих взаимодействиях нейтроны в зависимости от энергии могут вступать в различные процессы:

- **упругое рассеяние** (n,n) , которое может происходить через *упругое потенциальное рассеяние* или через *составное ядро (резонансное рассеяние)*,
- **неупругое рассеяние** (n,n') , которое может происходить через *прямое ядерное взаимодействие* или через *составное ядро (резонансное рассеяние)*
- **захват нейтрона с последующим излучением фотонов (радиационный захват)** (n,γ) ,
- **захват нейтрона с последующим испусканием заряженных и не заряженных частиц** (n,α) , (n,p) , $(n,2n)$,
- **захват нейтрона с последующим делением ядер** (n,f) ⁸.

3.2.1 Общая характеристика взаимодействия нейтронов с веществом

Сечения указанных процессов являются сложными функциями энергии нейтронов E и значительно различаются для разных элементов и даже изотопов одного элемента.

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

- 1) медленные, $E < 1$ кэВ;
- 2) нейтроны промежуточных энергий, $1 \text{ кэВ} < E < 0,2 \text{ МэВ}$;
- 3) быстрые, $0,2 \text{ МэВ} < E < 20 \text{ МэВ}$;
- 4) сверхбыстрые, $E > 20 \text{ МэВ}$.

Среди медленных нейтронов выделяют группу «холодных» нейтронов ($E < 0,005$ эВ), группу тепловых нейтронов ($0,005 \text{ эВ} < E < 0,5 \text{ эВ}$), находящихся в термодинамическом равновесии с атомами материала, в котором они распространяются, и группу надтепловых нейтронов ($0,5 \text{ эВ} < E < 1 \text{ кэВ}$).

Энергия $E_{кт} = 0,025$ эВ определяет порядок энергий тепловых нейтронов. В температурной шкале $E_{кт} = kT$, где k - постоянная Больцмана, эта энергия соответствует тепловой энергии при $T=300$ К, т.е. комнатной температуре. Таким образом, энергия $E_{кт}$ соответствует наиболее вероятной скорости нейтронов, находящихся в тепловом равновесии со средой при комнатной температуре.

Нейтроны с энергиями от 0.5 эВ до 1 кэВ называют также резонансными, потому что в этой области для средних и тяжёлых ядер полное нейтронное сечение велико и его зависимость от энергии представляет собой густой частокол резонансов.

⁸ Первой в скобках записывается бомбардирующая частица - нейтрон, второй - испускаемая частица или γ -квант, или f - вынужденное деление

Согласно современным представлениям теории ядра процессы взаимодействия нейтронов с ядрами протекают в три стадии: первая - движение независимых частиц; вторая - составная система; третья - окончание процесса (рис. 3.14).

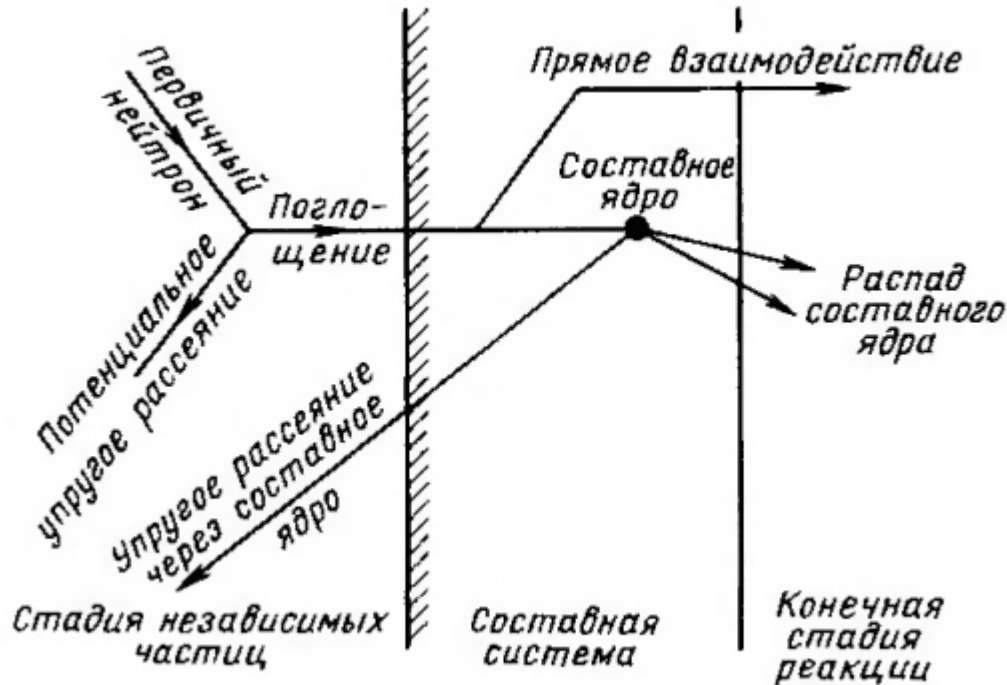


Рис. 3.14 Схема процессов взаимодействия нейтронов с ядрами

На первой стадии первичный нейтрон взаимодействует с ядром-мишенью, которое действует на него как потенциальная яма (с комплексным потенциалом). При этом первичная нейтронная волна частично рассеивается и рассеянный таким образом нейтрон не участвует в последующей стадии. Рассеяние, происходящее на этой стадии, называют упругим потенциальным рассеянием (соответствующее сечение σ_{el}^p). Потенциальным рассеянием обычно называют рассеяние, являющееся простым отклонением нейтрона под действием ядерных сил.

При переходе ко второй стадии происходит поглощение нейтрона (здесь под поглощением понимается любой процесс, при котором нейтрон выбывает из первоначального состояния). Взаимодействие нейтрона с ядром на этой стадии не может быть описано только потенциалом. Состояние ядро - нейтрон представляет собой составную систему. Поглощение (в упомянутом выше смысле) нейтронов может происходить различными путями: 1) первичный нейтрон испытывает столкновения с отдельными нуклонами в ядре (прямые взаимодействия: объемные и поверхностные) - соответствующее сечение σ_d ; 2) первичный нейтрон вызывает те или иные типы коллективного движения нуклонов в ядре, например вращение ядра или поверхностные колебания (в первом приближении этими процессами можно пренебречь); 3) образуется

составное ядро - соответствующее сечение σ_c . Понятие составного ядра значительно уже понятия составной системы и характеризуется тем, что первичная частица полностью сливается с нуклонами ядра и становится неотличимой от остальных частиц. Время жизни составного ядра около 10^{-17} с, а его энергия возбуждения равна сумме кинетической энергии первичного нейтрона и энергии связи, вносимой нейтроном при его поглощении (7-10 МэВ для средних и 6-7 МэВ для тяжелых ядер). Большое время жизни промежуточного возбужденного ядра позволяет представить ядерную реакцию в виде двух практически независимых стадий: образования возбужденного составного ядра и распада составного ядра на продукты реакции.

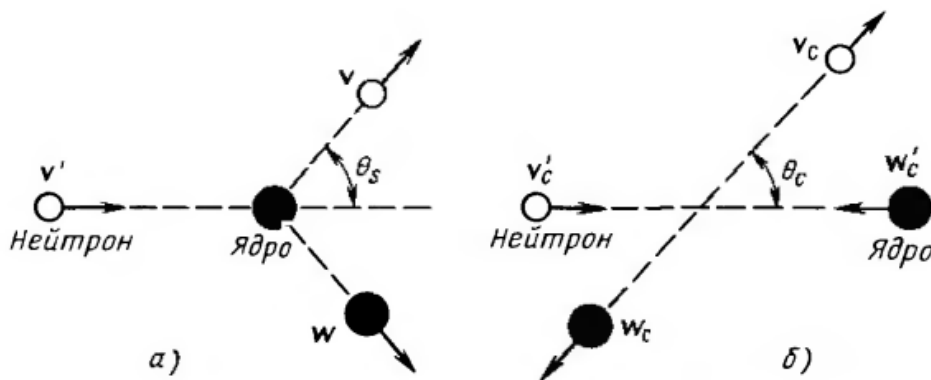


Рис. 3.15 Схема перемещения ядра и нейтрона при рассеянии в лабораторной системе координат (а) и в системе центра инерции (б)

На третьей стадии продукты взаимодействия отделяются друг от друга. Она сходна с первой стадией в том смысле, что испущенные частицы можно рассматривать как волны, расходящиеся из потенциальной

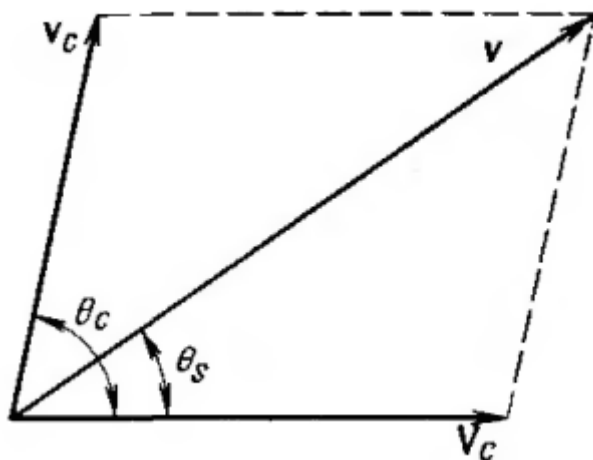


Рис. 3.16 Сложение векторов скоростей при рассеянии нейтронов

ямы - конечного ядра. Результатом третьей стадии может быть упругое и неупругое рассеяние нейтронов, радиационный захват (n, γ) и другие ядерные реакции ((n, p) , (n, α) , $(n, 2n)$ и др.). Первый из этих процессов называют упругим рассеянием через составное ядро ($\sigma_{c,el}$) в отличие от упругого потенциального рассеяния. Распад составного ядра происходит в соответствии со статистическими ядерными законами.

Вследствие квантового

характера возбуждения составное ядро может находиться только в определенных дискретных энергетических состояниях. Поэтому сечение образования составного ядра велико, когда энергия первичного нейтрона соответствует образованию составного ядра в одном из этих состояний. Отсюда вытекает резонансный характер энергетической зависимости нейтронных сечений процессов, связанных с образованием составного ядра, а, следовательно, и полного сечения взаимодействия нейтронов. Из-за размытости энергетических уровней пики сечений также имеют конечную ширину.

В сечении рассеяния резонансный пик накладывается на медленно изменяющийся фон сечения потенциального рассеяния и вследствие интерференции между потенциальным и резонансным рассеянием искажается форма резонанса. Сильная резонансная структура сечений особенно отчетливо проявляется у легких и средних ядер. При этом для легких ядер, таких как кислород и углерод, при низкой энергии нейтронов и для магических ядер характерны широкие промежутки между резонансами. С увеличением энергии нейтрона до нескольких мегаэлектрон-вольт увеличивается энергия возбуждения составного ядра, и в возбужденном ядре возникают более благоприятные условия для создания целого набора перераспределений энергии с концентрацией ее на различных частицах. Поэтому с ростом энергии увеличиваются плотность уровней возбуждения составного ядра и их ширина, отдельные уровни начинают приближаться друг к другу и перекрываются.

С дальнейшим увеличением энергии распределение уровней возбуждения составного ядра становится квазидискретным или непрерывным. Характерно также, что амплитуда резонансов (высота пиков сечений) уменьшается с ростом энергии нейтронов. Все это приводит к существенному сглаживанию энергетической зависимости сечений.

В случае нейтронов в зависимости от вида процесса применяются следующие обозначения поперечных сечений: $\Sigma_{el} = \rho\sigma_{el}$ или $\Sigma_s = \rho\sigma_s$ - для упругого рассеяния (где ρ - плотность); $\Sigma_c = \rho\sigma_c$ - для захвата нейтрона ядром; $\Sigma_a = \rho\sigma_a$ - для поглощения нейтрона ядром; $\Sigma_{in} = \rho\sigma_{in}$ - для испускания нейтрона с энергией, меньшей, чем у исходного (т. е. для неупругого рассеяния); $\Sigma_\gamma = \rho\sigma_\gamma$ - для радиационного захвата и $\Sigma_f = \rho\sigma_f$ - для деления ядра. Сумма поперечных сечений, представляющая собой вероятность столкновения нейтрона с ядром и называемая полным сечением, обозначается символом Σ_t . Полное сечение характеризует эффективность экспоненциального ослабления нейтронного потока веществом. Величина $\sigma_t = \frac{\Sigma_t}{\rho}$ называется эффективным поперечным сечением.

3.2.2 Кинематика рассеяния нейтронов

При анализе кинематики рассеяния нейтронов используют классические законы сохранения импульса (количества движения) и энергии. Рассеяние нейтронов можно описать в лабораторной системе координат или в системе центра инерции (система центра масс) (рис. 3.15, 3.16). Перенос излучений в среде, в том числе нейтронов, рассматривают в лабораторной системе координат, и сечения в уравнении переноса также записаны в этой системе координат. В то же время вычисление сечений с помощью различных ядерных моделей удобнее в системе центра инерции. В лабораторной системе нейтрон (в атомных единицах массы приближенно можно принять его массу за единицу. $m_e = 1$), движущийся со скоростью $\vec{v}'$, сталкивается с неподвижным ядром массой A (тепловым движением ядер пренебрегаем, т. е. принимаем $\vec{w} = 0$). Из закона сохранения импульса при рассеянии следует:

$$m_e \vec{v}' = A \vec{w} + m_e \vec{v}, \quad (3.29)$$

из закона сохранения энергии

$$\frac{m_e (v')^2}{2} = \frac{A w^2}{2} + \frac{m_e v^2}{2} + E^*, \quad (3.30)$$

где $\vec{v}$ - скорость нейтрона; $\vec{w}$ - скорость ядра отдачи после рассеяния; E^* - энергия возбуждения ядра в результате взаимодействия.

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

$$v_c^2 = \frac{(v')^2 A^2}{(A + m_e)^2} - E^* \frac{2A}{(A + m_e)} = \frac{(v')^2 A^2}{(A + 1)^2} - E^* \frac{2A}{(A + 1)}. \quad (3.31)$$

В лабораторной системе скорость нейтрона после столкновения (рис. 3.16)

$$\vec{v} = \vec{v}_c + \vec{V}_c \quad (3.32)$$

т.е.

$$v^2 = v_c^2 + V_c^2 + 2v_c V_c \cos \theta_c. \quad (3.33)$$

Здесь $\vec{V}_c = \frac{\vec{v}}{A + 1}$ - скорость движения центра масс. Подставив в (3.31) известные значения v_c и V_c и перейдя к энергетической переменной $E' = \frac{m_e (v'_c)^2}{2}$, $E = \frac{m_e v^2}{2}$, получим связь энергии нейтрона до рассеяния E' и после рассеяния E :

$$E = E' \left[1 - \frac{2A}{(A + 1)^2} \left(1 + \frac{A + 1}{2} \frac{E^*}{E'} - \cos \theta_c \sqrt{1 - \frac{A + 1}{A} \frac{E^*}{E'}} \right) \right]. \quad (3.34)$$

Отсюда следует, что неупругое рассеяние нейтрона, сопровождающееся возбуждением ядра с энергией возбуждения E^* ,

возможно лишь при $E' > E^* \frac{A+1}{A}$. При упругом рассеянии ($E^* = 0$) формула (3.34) упрощается:

$$\frac{E}{E'} = \frac{(A^2 + 2A \cos \theta_c + 1)}{(A+1)^2}. \quad (3.35)$$

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

$$\frac{E}{E'} = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2} = \alpha. \quad (3.36)$$

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

$$\Delta E = E' - E_{\min} = \frac{4AE'}{(A+1)^2}, \quad (3.37)$$

т. е. чем больше масса ядра, тем меньше потеря энергии нейтроном.

При использовании выражения (3.36) для α формула (3.35) принимает вид

$$E = \frac{E'}{2} [(1 + \alpha) - (1 - \alpha) \cos \theta_c]. \quad (3.38)$$

При $A=1$, т.е. при $\alpha = 0$, потеря энергии при $\cos \theta_c = -1$ является полной, т. е. $E_{\min} = 0$.

Из формулы (3.35) можно получить

$$\cos \theta_c(E', E) = 1 - \left[\frac{(A+1)^2}{2A} \right] \left(1 - \frac{E}{E'} \right). \quad (3.39)$$

Косинус угла рассеяния в лабораторной системе координат при упругом рассеянии

$$\cos \theta_s = \frac{(1 + A \cos \theta_c)}{(1 + 2A \cos \theta_c + A^2)^{1/2}}, \quad (3.40)$$

а при выражении через E' и E

$$\cos \theta_s(E', E) = \frac{A+1}{2} \left(\frac{E}{E'} \right)^{1/2} - \frac{A-1}{2} \left(\frac{E'}{E} \right)^{1/2}. \quad (3.41)$$

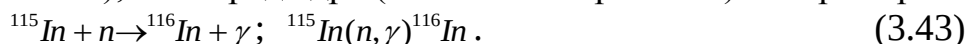
В частности, для водорода $\cos \theta_s = \sqrt{\frac{E}{E'}}$, и так как $E \geq 0$, то $\cos \theta_s \geq 0$.

3.2.3 Радиационный захват

Радиационный захват нейтронов - ядерная реакция (n, γ) , в которой ядро-мишень захватывает нейтрон, а энергия возбуждения образующегося ядра излучается в виде γ -кванта. Реакцию можно записать в виде:



где A - массовое число атомного ядра (суммарное количество протонов и нейтронов - нуклонов), Z - заряд ядра (количество протонов). Например:



Реакции, приводящие к образованию долгоживущих радиоактивных ядер с относительно большим периодом полураспада (более нескольких часов). Сечения соответствующих реакций называются сечениями активации (σ_{ac}). Важной реакцией для практического получения радиоактивного изотопа является, например, реакция $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$ с $\sigma_{ac} = 37,5$ б, $T_{1/2} = 5,26$ года, сопровождающаяся выходом фотонов с энергией E_γ , равной 1,33 и 1,17 МэВ.

Вероятность радиационного захвата зависит от свойств ядра-мишени и от энергии нейтрона E . Вероятность радиационного захвата, как правило, уменьшается с ростом E (исключения составляют так называемые резонансные реакции радиационного захвата). Для медленных нейтронов эффективное поперечное сечение радиационного захвата пропорционально $E^{1/2}$. Исследование спектра γ -лучей радиационного захвата позволяет определять характеристики образующихся ядер (уровни энергии, спины, чётности). Радиационный захват нейтронов широко используется для получения радиоактивных изотопов. Этим объясняется его применение в смежных областях. Радиационный захват нейтронов является основным процессом, обуславливающим поглощение нейтронов в процессе работы ядерных реакторов; его используют для регулирования работы реактора.

Радиационный захват медленных нейтронов с энергией E в основном идёт через резонансное образование состояний составного (компаунд) ядра. Сечение радиационного захвата σ_γ описывается формулой при $l = 0$ Брейта-Вагнера

$$\sigma_\gamma = \pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \frac{g \Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (3.44)$$

где Γ - полная ширина нейтронного резонанса, Γ_n и Γ_γ - нейтронная и радиационная ширины нейтронного резонанса, E_0 - кинетическая энергия нейтрона в максимуме резонанса, l - длина волны нейтрона, g - так называемый спиновый фактор, зависящий от спиновых состояний исходного и составного ядер.

3.2.4 Захват нейтрона с последующим испусканием заряженных и не заряженных частиц

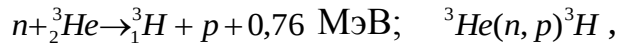
Захват нейтрона ядром может приводить к испусканию протона (n, p) или α -частицы (n, α) или двух нейтронов ($n, 2n$).

В качестве примеров реакции (n, p) можно привести реакции

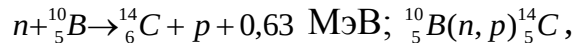


Энергия протонов, возникающих в реакции ${}^{14}\text{N}(n, p){}^{14}\text{C}$, составляет 0,66 МэВ.

Наиболее важные реакции типа (n, p) :

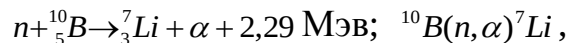


для тепловых нейтронов $\sigma_{\text{КТ}} = 5400$ барн,

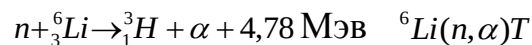


для тепловых нейтронов $\sigma_{\text{КТ}} = 1.75$ барн.

Наиболее важные реакции типа (n, p) :



с сечением взаимодействия $\sigma_{\text{КТ}}$ для тепловых равно 3840 барн,



с сечением взаимодействия $\sigma_{\text{КТ}}$ для тепловых равно 945 барн

Последние две реакции часто используются в радиационно-химических исследованиях. Два изотопа бора ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ стабильны и входят в состав природного бора с концентрациями 19,9 и 80,1 % соответственно. По величине сечения захвата тепловых нейтронов легкий изотоп бора ${}^{10}\text{B}$ занимает одно из первых мест среди всех элементов и изотопов, а тяжелый ${}^{11}\text{B}$ - одно из самых последних.

Другими важными поглотителями нейтронов, которые используются в ядерных реакторах являются ксенон, кадмий, гафний, гадолиний, кобальт, самарий, титан, диспрозий, эрбий, европий, молибдена и иттербий.

Реакции типа $(n, 2n)$ относятся к пороговым реакциям, с величиной порога около 10-15 МэВ и сечением в несколько десятых барн.

3.2.5 Вынужденное деление атомных ядер нейтронами

Деление атомных ядер может быть вызвано различными частицами, однако практически наиболее выгодно использовать для этой цели нейтроны. Отсутствие кулоновского отталкивания позволяет нейтронам со сколь угодно малой кинетической энергией приблизиться к ядру на расстояние меньше радиуса действия ядерных сил.

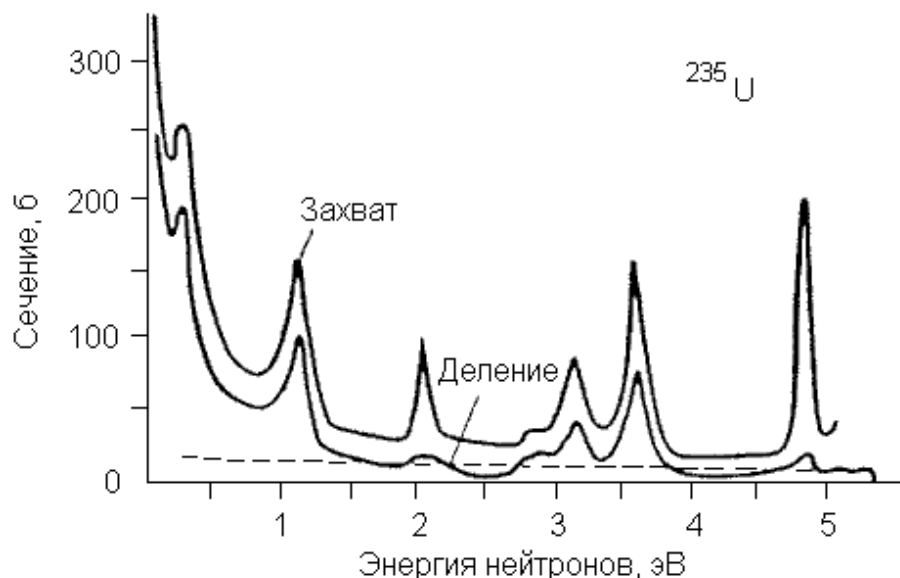


Рис. 3.17 Зависимость сечения захвата и сечения деления ^{235}U нейтронами от их энергии (верхняя линия - сечение захвата, нижняя - сечение деления). Пунктир - сечение рассеяния нейтронов

Захват ядром нейтрона приводит к возбуждению ядра, и, если энергия возбуждения достаточно, происходит деление. Величина сечения деления σ_f всегда меньше величины сечения захвата σ_c , так как существуют другие каналы

распада возбужденных ядер (рис. 3.17).

Эффективное сечение деления ядер нейтронами может быть записано в следующем виде:

$$\sigma_f = \sigma_c \frac{\Gamma_{div}}{\sum_i \Gamma_i}, \quad (3.45)$$

где Γ_f - вероятность деления ядра после захвата нейтрона; Γ_i - вероятность распада этого ядра по i -му каналу.

Наиболее существенными каналами распада помимо деления являются испускание γ -квантов и нейтронов. Многие тяжелые ядра делятся тепловыми нейтронами, при этом сечение деления достигает нескольких сотен барн. Так, например, сечение деления ^{235}U тепловыми нейтронами равно 580 б. При увеличении энергии нейтронов сечение

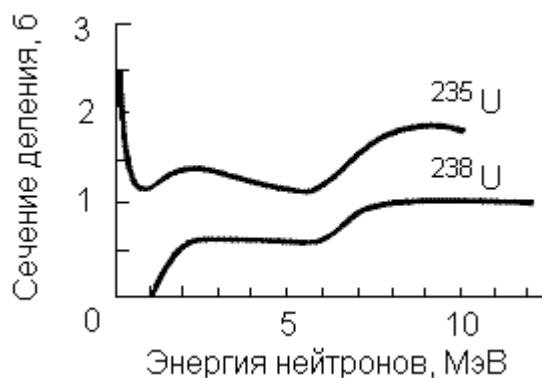


Рис. 3.18 Зависимость сечения деления ^{235}U и ^{238}U быстрыми нейтронами от их энергии

захвата σ_c , а следовательно, и сечение деления дел уменьшается, причем всегда $\sigma_f < \sigma_c$ (рис. 3.18). Сечение деления ^{235}U быстрыми нейтронами равно всего около 1,5 б. Изотоп урана ^{238}U , как упоминалось, делится быстрыми нейтронами с энергией >1 МэВ. Сечение деления ^{238}U быстрыми нейтронами примерно в два раза меньше, чем для ^{235}U (рис. 3.18).

Процесс деления изотопов урана ^{238}U и ^{235}U под действием нейтронов представляет особый

интерес, т.к. они используются в качестве топлива в ядерных реакторах. Природный уран состоит из смеси трёх изотопов: ^{238}U (изотопная распространённость 99,2745 %, период полураспада $T_{1/2} = 4,468 \cdot 10^9$ лет), ^{235}U (0,7200 %, $T_{1/2} = 7,04 \cdot 10^8$ лет) и ^{234}U (0,0055 %, $T_{1/2} = 2,455 \cdot 10^5$ лет). Последний изотоп является не первичным, а радиогенным, он входит в состав радиоактивного ряда ^{238}U . При захвате ядром с массовым числом A нейтрона с кинетической энергией E_n энергия возбуждения ядра $A+1$ определяется соотношением:

$$E^* = B(n) + \frac{E_n A}{A+1} \approx B(n) + E_n, \quad (3.46)$$

где $B(n)$ - энергия отделения нейтрона в ядре $A+1$.

Возможны два случая:

Энергия отделения нейтрона больше барьера деления, т. е. $B(n) > H$.

Энергия отделения нейтрона меньше барьера деления, т.е. $B(n) < H$.

В первом случае деление возможно при захвате нейтронов любой энергии. Во втором случае, для того чтобы произошло деление, нейтроны должны иметь кинетическую энергию $E_n > H - B(n)$, т. е. существует порог деления. Это соотношение между высотой барьера деления и энергией отделения нейтрона приводит к различию в энергии нейтронов, которые могут вызвать деление изотопов урана ^{238}U и ^{235}U .

^{238}U делится нейтронами с энергией $E_n > 1$ МэВ. ^{235}U делится под действием нейтронов любой энергии. Энергия возбуждения ядра ^{236}U после захвата теплового нейтрона превышает высоту потенциального барьера, в то время как для ^{239}U энергия отделения нейтрона меньше высоты барьера на 1 МэВ. Поэтому тепловые нейтроны не вызывают деления ^{239}U . Минимально возможная кинетическая энергия, которой должен обладать нейтрон, чтобы вызвать деление ядра ^{238}U , равна разности высоты барьера и энергии отделения нейтрона в ядре ^{239}U , т.е. 1 МэВ.

Различие в делении этих изотопов урана объясняется двумя обстоятельствами.

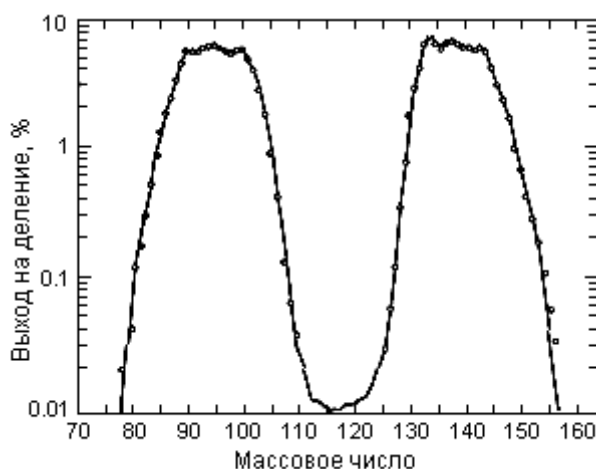


Рис. 3.19 Массовое распределение осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами

Так как $\frac{Z^2}{A}$ для ^{239}U меньше, чем для ^{236}U (нужно рассматривать деление ядра, захватившего нейтрон), то величина барьера H для первого из этих изотопов будет больше.

При захвате теплового нейтрона энергия возбуждения конечных ядер ^{236}U и ^{239}U оказывается различной. Эта энергия равна энергии отделения нейтрона в конечном ядре (очень малой кинетической энергией

теплового нейтрона можно пренебречь). Так как ядро ^{236}U - четно-четное, а ^{239}U - нечетно-четное, то энергия отделения нейтрона в ^{236}U больше, чем в ^{239}U (6,5 МэВ против 4,8 МэВ).

Характерной особенностью деления является то, что осколки, образующиеся в результате деления, как правило, имеют существенно разные массы. В случае наиболее вероятного деления ^{235}U отношение масс осколков равно 1,46. Тяжелый осколок при этом имеет массовое число 139, легкий - 95. Деление на два осколка с такими массами не является единственно возможным. Распределение по массам осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами показано на рис. 3.19. Среди продуктов деления были обнаружены осколки с $A=72-161$ и $Z=30-65$. Вероятность деления на два равных по массе осколка не равна нулю. При делении тепловыми нейтронами вероятность симметричного деления примерно на три порядка меньше, чем в случае наиболее вероятного деления на осколки с $A=139$ и 95. Капельная модель не исключает возможности асимметричного деления, однако, даже качественно не объясняет основных закономерностей такого деления. Асимметричное деление можно объяснить влиянием оболочечной структуры ядра. Ядро стремится разделиться таким образом, чтобы основная часть нуклонов осколка образовала устойчивый магический остов.

В процессе деления основная часть энергии освобождается в виде кинетической энергии осколков деления. Такой вывод можно сделать из того, что кулоновская энергия двух соприкасающихся осколков приблизительно равна энергии деления. Под действием электрических сил отталкивания кулоновская энергия осколков переходит в кинетическую энергию.

3.2.6 Естественный атомный реактор в Окло

В Окло (урановый рудник в государстве Габон, вблизи экватора, западная Африка) 2 млрд. лет назад работал природный ядерный реактор. Было выделено шесть «реакторных» зон, в каждой из которых обнаружены признаки протекания реакции деления. Остатки распадов актиноидов указывают на то, что реактор работал в режиме медленного кипения на протяжении сотен тысяч лет.

В мае - июне 1972 года при рядовых измерениях физических параметров партии природного урана поступившего на обогатительную фабрику французского города Пьерлате из африканского месторождения Окло (урановый рудник в Габоне, государстве, расположенном вблизи экватора в Западной Африке) обнаружилось, что изотопа ^{235}U в поступившем природном уране меньше стандартного. Было обнаружено, что в уране содержится 0,7171 % ^{235}U . Нормальное значение для природного урана 0,7200 % ^{235}U . Во всех урановых минералах, во всех горных породах и природных водах Земли, а также в лунных образцах это

соотношение выполняется. Месторождение в Окло пока единственный, зарегистрированный в природе случай, когда это постоянство было нарушено. Разница была незначительная - всего лишь 0,003 %, но тем не менее она привлекла внимание технологов. Возникло подозрение, что имела место диверсия или похищение делящегося материала, т.е. ^{235}U . Однако оказалось, что отклонение в содержании ^{235}U прослеживалось вплоть до источника урановой руды. Там в некоторых пробах было обнаружено менее 0,44 % ^{235}U . Пробы брали повсюду по руднику и показали систематическое уменьшение содержания ^{235}U поперёк некоторых жил. Эти рудные жилы имели толщину более 0,5 м.

Предположение, что ^{235}U «выгорел», как это бывает в топках ядерных электростанций, поначалу прозвучало как шутка, хотя для того имелись серьёзные основания. Расчёты показали, что если массовая доля грунтовых вод в пласте составляет около 6 % и если природный уран обогащён до 3 % ^{235}U , то при этих условиях может начать работать природный ядерный реактор.

Поскольку рудник находится в тропической зоне и довольно близко к поверхности, то существование достаточного количества грунтовых вод весьма вероятно. Соотношение изотопов урана в руде было не обычным. ^{235}U и ^{238}U - радиоактивные изотопы с различными периодами полураспада. ^{235}U имеет период полураспада $7,04 \cdot 10^8$ лет, а ^{238}U распадается с периодом полураспада в $4,47 \cdot 10^9$ лет. Изотопное содержание ^{235}U находится в природе в процессе медленного изменения. Например, 400 млн лет назад в природном уране должен был быть 1 % ^{235}U , 1900 млн лет назад его было 3 %, т.е. необходимое количество для «критичности» жилы урановой руды. Считается, что именно тогда природный ядерный реактор Окло находился в состоянии работы. Было выделено шесть «реакторных» зон, в каждой из которых обнаружены признаки протекания реакции деления. Например, торий от распада ^{236}U и висмут от распада ^{237}U были обнаружены только в реакторных зонах в месторождении Окло. Остатки от распада актиноидов указывают на то, что реактор работал в режиме медленного кипения на протяжении сотен тысяч лет. Реакторы были саморегулирующимися, так как чересчур большая мощность привела бы к полному выкипанию воды и к остановке реактора.

Как же природе удалось создать условия для цепной ядерной реакции? Сначала в дельте древней реки образовался богатый урановой рудой слой песчаника, который покоился на крепком базальтовом ложе. После очередного землетрясения, обычного в то буйное время, базальтовый фундамент будущего реактора опустился на несколько километров, потянув за собой урановую жилу. Жила растрескалась, в трещины проникла грунтовая вода. Затем очередной катаклизм поднял всю «установку» до современного уровня. В ядерных топках АЭС (атомных электростанциях) топливо компактными массами располагается внутри замедлителя - гетерогенный реактор. Так получилось и в Окло, замедлителем служила вода. В руде появились глинистые «линзы», где

концентрация от природного урана от обычных 0,5 % повысилась до 40 %. Как образовались эти компактные глыбы урана, точно не установлено. Возможно их создали фильтрационные воды, которые уносили глину и сплавляли уран в единую массу. Как только масса и толщина слоёв, обогащённых ураном, достигла критических размеров, в них возникла цепная реакция, и установка начала работать. В результате работы реактора образовалось около 6 т продуктов деления и 2,5 т плутония. Большинство радиоактивных отходов осталось внутри кристаллической структуры минерала уранита, который обнаружен в теле руд Окло. Элементы, которые не смогли проникнуть сквозь решётку уранита из-за слишком большого или слишком маленького ионного радиуса, диффундируют или выщелачиваются. В течение двух миллиардов лет, прошедших со времён работы реакторов в Окло, по крайней мере половина из более чем тридцати продуктов деления оказались связанными в руде, несмотря на обилие грунтовых вод в этом месторождении. Связанные продукты деления включают в себя элементы: La, Ce, Pr, Nd, Eu, Sm, Gd, Y, Zr, Ru, Rh, Pd, Ni, Ag. Была обнаружена некоторая частичная миграция Pb, а миграция Pu была ограничена расстоянием меньше 10 м. Только металлы с валентностью 1 или 2, т.е. те, которые обладают высокой растворимостью в воде, были унесены. Как и предполагалось, на месте почти не осталось Pb, Cs, Ba и Cd. Изотопы этих элементов имеют относительно короткие периоды полураспада десятки лет или меньше, так что они распадаются до нерадиоактивного состояния прежде, чем смогут далеко мигрировать в почве. Наибольший интерес с точки зрения долговременных проблем защиты окружающей среды представляют вопросы миграции плутония. Этот нуклид эффективно связан на срок почти 2 млн. лет. Так как плутоний к настоящему времени почти полностью распадается до ^{235}U , то о его стабильности свидетельствует отсутствие избытка ^{235}U не только снаружи реакторной зоны, но также вне зерен уранита, где образовывался плутоний во время работы реактора.

Существовал этот уникум природы около 600 тыс лет и выработал примерно 13 000 000 кВт. час энергии. Его средняя мощность всего 25 кВт: в 200 раз меньше, чем у первой в мире АЭС, давшей в 1954 г электроэнергию подмосковному городу Обнинску. Но энергия природного реактора не расходовалась впустую: по некоторым гипотезам именно распад радиоактивных элементов снабжал энергией разогревающуюся Землю.

Реактор в Окло безусловно был не исключением. Существуют гипотезы, что работа таких реакторов «подстегнула» развитие на земле живых существ, что зарождение жизни связано с влиянием радиоактивности. Данные свидетельствуют о более высокой степени эволюции органической материи по мере приближения к реактору Окло. Он вполне мог оказывать влияние на частоту мутаций одноклеточных, попадавших в зону повышенного уровня радиации, что и привело к появлению предков человека. Во всяком случае жизнь на Земле возникла и

прошла долгий путь эволюции на уровне естественного фона радиации, которая стала необходимым элементом развития биологических систем.

Создание атомного реактора - новшество, которым гордится человек, но оказывается его создание давно записано в патентах природы. Сконструировав ядерный реактор, шедевр научно-технической мысли, человек, по сути дела, оказался имитатором природы, много миллионов лет тому назад создавшей установки подобного рода.

3.2.7 Общая характеристика прохождения нейтронов через вещество

Потеря энергии быстрыми нейтронами до ~ 1 эв в результате рассеяния на ядрах вещества называется обычно *замедлением*, тогда как уменьшение энергии нейтронов от ~ 1 эв до тепловых энергий - *термализацией*. Тепловые нейтроны диффундируют в веществе до тех пор, пока не произойдет процесс захвата ядрами.

Вероятность протекания того или иного процесса характеризуется сечением взаимодействия.

По аналогии с ослаблением фотонного излучения (2.15, 3.26), можно написать следующее уравнение для ослабления потока нейтронов:

$$\Phi = \Phi_0 \exp\left(-\sum_i N_i \sigma_i l\right), \quad (3.47)$$

где Φ_0 - начальный поток нейтронов; Φ - поток нейтронов после прохождения слоя вещества длиной l ; N_i - число ядер сорта i в 1 см^3 и σ_i - эффективное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами сорта i . Величину $\mu = \sum_i N_i \sigma_i$, по аналогии с фотонным излучением, можно рассматривать, как коэффициент ослабления.

Замедление и термализация нейтронов происходит при упругих столкновениях с ядрами, так как если до столкновения ядро покоилось, то после столкновения оно приходит в движение, получая от нейтрона некоторую энергию. Поэтому нейтрон замедляется. Однако это замедление нейтронов не может привести к их полной остановке из-за теплового движения ядер. Энергия теплового движения порядка kT . Если нейтрон замедлился до этой энергии, то при столкновении с ядром он может с равной вероятностью как отдать, так и получить энергию. Нейтроны с энергиями kT находятся в тепловом равновесии со средой. Поглощение и диффузия нейтронов происходят как во время замедления, так и после окончания этого процесса.

Практическая важность процесса замедления обусловлена тем, что в большинстве нейтронных источников (ядерный реактор, радон-бериллиевая ампула и т. д.) нейтроны рождаются в основном с энергиями от десятков кэВ до нескольких МэВ, в то время, как большинство важных

в прикладном отношении нейтронных реакций интенсивно идёт при низких энергиях нейтронов. Сечение захвата для быстрых нейтронов имеет величину значительно меньшую, чем для тепловых и с ростом энергии нейтрона сечение уменьшается обратно пропорционально скорости нейтрона.

Замедление идёт тем эффективнее, чем легче ядра замедлителя. Кроме того, от хорошего замедлителя требуется, чтобы он слабо поглощал нейтроны, т.е. имел малое сечение поглощения. Малые величины имеют сечения поглощения нейтронов на дейтерии и кислороде. Поэтому прекрасным замедлителем является тяжёлая вода D_2O . Приемлемым, но несколько худшим замедлителем является обычная вода H_2O , так как водород поглощает нейтроны заметно интенсивнее, чем дейтерий. Неплохими замедлителями являются также углерод, бериллий, двуокись бериллия.

Важной чертой процесса замедления является то, что потеря энергии на столкновение, согласно (3.37) пропорциональна самой энергии. Так, при столкновении с атомом водорода нейтрон с энергией 1 МэВ теряет 0,5 МэВ, а нейтрон с энергией в 10 эВ – всего 5 эВ. Поэтому длительность замедления и проходимый при замедлении путь обычно слабо зависят от начальной энергии нейтрона. Некоторым исключением являются водородосодержащие вещества. Сечение нейтрон – протон резко падает при повышении энергии выше 100 кэВ. Поэтому длина замедления в водородосодержащих веществах относительно сильно зависит от энергии нейтрона. Время замедления нейтрона невелико. Даже в таком тяжёлом замедлителе, как свинец, нейтрон замедляется от энергии 1 МэВ до 1 эВ за $4 \cdot 10^{-4}$ с.

Нейтроны обладают еще одной особенностью - способностью отражаться от различных веществ. Это отражение не когерентное, а диффузное. Нейтрон, попадая в среду, испытывает беспорядочные столкновения с ядрами и после ряда столкновений может вылететь обратно. Вероятность такого вылета носит название *альбеда нейтронов* для данной среды. Очевидно, что альбеда тем выше, чем больше сечение рассеяния и чем меньше сечение поглощения нейтронов ядрами среды. Хорошие отражатели отражают до 90% попадающих в них нейтронов, т.е. имеют альбеда до 0,9, в частности, для обычной воды альбеда равно 0,8. Отражатели нейтронов широко применяются в ядерных реакторах и других нейтронных установках. Возможность отражения нейтронов объясняется следующим образом. Вошедший в отражатель нейтрон при каждом столкновении с ядром может рассеяться в любую сторону. Если нейтрон у поверхности рассеялся назад, то он вылетает обратно, т.е. отражается. Если же нейтрон рассеялся в другом направлении, то он может рассеяться так, что уйдёт из среды при последующих столкновениях. Этот же процесс приводит к тому, что концентрация нейтронов резко снижается вблизи границы среды, в которой они рождаются, т.к. вероятность для нейтрона уйти наружу велика.

3.3 Взаимодействие заряженных частиц с веществом

Поскольку действие γ -излучения и нейтронов скорее результат воздействия вторичного излучения, т.е. электронов и протонов отдачи, чем результат их первичных взаимодействий, данные, полученные при изучении взаимодействия заряженных частиц с веществом, можно использовать не только для описания действия быстрых электронов или ионов, но также и для описания воздействия γ -излучения и нейтронов.

Можно выделить несколько основных механизмов взаимодействия заряженных частиц с веществом:

- *неупругие процессы* взаимодействия, которые подразделяются на:
 - *ионизационные потери*
 - *радиационные потери*
 - *упругие процессы* взаимодействия
 - *переходное свечение*
 - *свечение Вавилова-Черенкова*

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

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

Закономерности прохождения заряженных частиц в различных средах обусловлены многократными процессами упругих и неупругих взаимодействий, определяющих их глубину проникновения в защиту и формирование источников вторичного фотонного излучения.

3.3.1 Ионизационное торможение заряженных частиц. Уравнение Бете - Блоха

Проходя через вещество, заряженные частицы теряют свою энергию при упругом рассеянии на ядрах атомов среды, ионизации атомов и их возбуждении, а также при образовании тормозного излучения. Специфика взаимодействия электронов с веществом в том, что при соударениях с атомными электронами они могут терять значительную часть своей энергии – в среднем до половины (и рассеиваться на большие углы). В результате путь электрона в среде не будет прямолинейным, как для тяжёлых заряженных частиц, и траектории электронов с равной энергией могут быть различными.

При электромагнитном взаимодействии быстрой заряженной частицы с электронами атомов вещества, атомы переходят в возбуждённое состояние или ионизируется, когда электрон вырывается из атома.

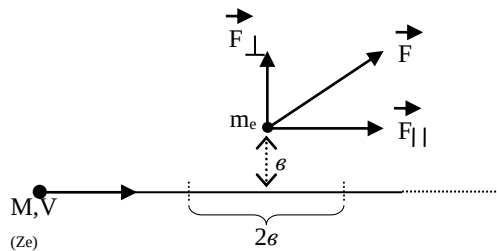


Рис. 3.20 $\vec{F}$ - электростатическая сила, $\vec{F}_\perp$ и $\vec{F}_\parallel$ - нормальная и предельная ее составляющие.

Увеличение энергии электрона происходит за счёт кинетической энергии падающей частицы. Тяжёлая заряженная частица ничтожно отклоняется от своего прямолинейного пути и этим отклонением можно пренебречь.

Пусть заряженная частица с зарядом $Z \cdot e$ и массой $M \gg m_e$ со скоростью $\vec{V}$ пролетает на расстоянии b (прицельный параметр) от покоящегося электрона атома с массой m_e (рис. 3.20).

Предположим, электрон не связан и при столкновении не смещается. Тогда силу, действующую на электрон, можно рассчитать для точки, в которой он первоначально находится. Кулоновская сила, действующая на электрон, равна

$$F = \frac{Ze^2}{r^2}. \quad (3.48).$$

Взаимодействие приведёт к тому, что частица получит импульс в направлении, перпендикулярном к линии полета:

$$|\vec{P}_\perp| = \int_{-\infty}^{+\infty} F_\perp dt; \quad |\vec{P}_\parallel| = \int_{-\infty}^{+\infty} F_\parallel dt = 0 \quad (\text{т.к. продольная компонента силы на пути}$$

до точки наибольшего сближения и после нее имеет противоположенные знаки.)

Если считать, что взаимодействие существенно только на некотором отрезке пути, равном $2b$, то время пролёта $\Delta t \approx \frac{2b}{V}$. Кулоновская сила на

этом участке $\sim \frac{Ze^2}{b^2}$, поэтому

$$|\vec{P}_\perp| \approx F_\perp \Delta t \approx \frac{2Ze^2}{bV}. \quad (3.49)$$

Переданная электрону энергия:

$$E_e = \frac{P_\perp^2}{2m_e} = \frac{2Z^2 e^4}{m_e b^2 V^2}, \quad (3.50)$$

т.е. эту энергию (в среднем) и теряет движущаяся заряженная частица.

Чтобы учесть все электроны, с которыми взаимодействует движущаяся заряженная частица на расстоянии b , рассмотрим кольцевой слой db и цилиндр единичной длины l (объём $2\pi l db$), в котором находится $2\pi l db \cdot n_e$ электронов (n_e – электронная плотность). Этот объем составляет некоторую долю от общего объема, равного $\pi b^2 l$.

Вероятность соударений будет равна

$$\frac{2\pi b l db}{\pi b^2 l} = \frac{2b db}{b^2}. \quad (3.51)$$

В результате взаимодействия с ними заряженная частица теряет энергию на единице длины пути вдоль трека (ЛПЭ – линейные потери энергии):

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n_e}{m_e V^2} \frac{db}{b}. \quad (3.52).$$

Чтобы получить полные потери энергии, следует проинтегрировать. Но при интегрировании от 0 до ∞ получается бессмысленный результат ($b = 0$ и частица тормозится мгновенно, а при $b = \infty$ – интеграл расходится).

Поэтому следует выражение для ЛПЭ переписать в виде

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n_e}{m_e V^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \text{ и определить } b_{\max} \text{ и } b_{\min}.$$

В классической физике $b_{\min}$ определяется исходя из максимальной энергии, которая может быть передана электрону в атоме. При лобовом столкновении она равна $\Delta E_{\max} = \frac{(\Delta P)^2}{2m_e} = \frac{(2m_e V)^2}{2m_e} = 2m_e V^2$, и эта энергия, как

показано выше, равна $E_e = \frac{2Z^2 e^4}{m_e b^2 V^2}$, следовательно, из равенства

$$2m_e V^2 = \frac{2Z^2 e^4}{m_e b^2 V^2} \text{ получаем для } b_{\min}:$$

$$(b_{\min})_{\text{класс}} \approx \frac{Ze^2}{m_e V^2}. \quad (3.53)$$

В релятивистском случае для $b_{\min}$ получаем

$$b'_{\min} = \frac{Ze^2}{m_e V^2} \sqrt{1 - \beta^2}; \quad \beta = \frac{V}{c}.$$

Учитывая квантовомеханический характер столкновения, согласно принципу неопределённости для $b_{\min}$ получаем $b''_{\min} = \frac{\hbar}{m_e V} \sqrt{1 - \beta^2}$.

Практически всегда $b_{\min}'' > b_{\min}'$, поэтому в качестве минимального значения прицельного параметра выбирают $b_{\min}'$.

Предельное значение $b_{\max}$ выбирают, определяя такое значение прицельного параметра, при котором не происходит возбуждения атома, т.е. когда b возрастает настолько, что время столкновения $\tau = \frac{2b}{V}$ начинает превышать период обращения электронов по орбите $\left(\sim \frac{1}{\omega}\right)$. При этом падающая частица перестаёт терять энергию на взаимодействие с этим атомом. Из этих соображений выбирают $b_{\max} = \frac{V}{\bar{\omega}}$, где $\bar{\omega}$ - средняя частота обращения электронов вещества по их атомным орбитам.

В релятивистском случае надо учесть, что поле падающей частицы сжимается относительно направления движения. В результате сжатия время столкновения уменьшается и станет $\tau = 2 \frac{b}{V} \sqrt{1 - \beta^2}$, тогда оценка максимального значения прицельного параметра будет следующей:

$$(b_{\max}) = \frac{V}{\bar{\omega} \sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (3.54)$$

Последнее приводит к тому, что энергия будет передаваться более удалённым электронам.

Точный расчет для ионизационных потерь энергии тяжёлой заряженной частицей приводит к выражению

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e V^2} n Z_{\text{eff}} \left[\ln \frac{2m_e V^2}{\bar{J}} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right], \quad (3.55)$$

в котором n - число атомов в 1 см^3 ; Z_{eff} - эффективный атомный номер; $n \cdot Z_{\text{eff}} = n_e$; $\bar{J}$ - средний ионизационный потенциал атомов - величина энергии, необходимой для удаления электронов из соответствующих состояний, умноженная на частоту событий. Значение $\bar{J}$ примерно определяется по формуле $J = 13,5 \cdot Z_{\text{eff}} (\text{эВ})$.

Под Z_{eff} понимают порядковый номер элемента, 1 г которого поглощает ту же энергию γ -излучения, что и 1 г сложного вещества (при

тех же условиях облучения). Когда ослабление γ -лучей обусловлено комптоновским эффектом $Z_{\text{eff}} = \sum_i P_i Z_i$;

где P_i - весовые доли входящих в сложное вещество элементов; Z_i - их атомные номера. В случае, когда

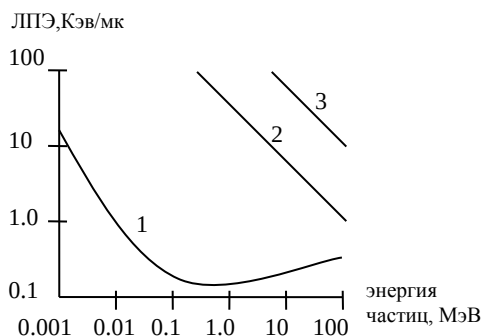


Рис. 3.20 Зависимость ЛПЭ частиц в воде от их энергии: 1 - электроны, 2 - протоны, 3 - α-частицы.

фотоэффектом пренебречь нельзя $Z_{eff} = \sqrt[3]{\frac{\sum_i P_i^4 Z_i^4}{\sum_i P_i Z_i}}$.

Уравнение (3.55) - это уравнение Бете - Блоха для ионизационных потерь энергии тяжёлыми заряженными частицами. Когда через вещество проходит электрон, эта формула изменится, т.к. электрон существенно отклоняется от своего первоначального направления после взаимодействия с электронами атомов (кроме того, возникают так называемые обменные эффекты, имеющие квантовую природу). В этом случае выражение для удельных потерь энергии примет вид

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4}{m_e v_e^2} n_e \left[\ln \frac{m_e v_e^2 E_e}{2J^2(1-\beta^2)} - \ln 2(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + 1 - \beta^2 \right], \quad (3.56)$$

где E_e - кинетическая энергия электрона.

Таким образом для частицы данного типа $-\frac{dE}{dx} \sim \frac{NZ}{v^2}$. Для релятивистской области энергий наблюдается некоторый рост ЛПЭ (в области энергий свыше 10 МэВ) за счёт члена в скобках, связанного с тормозной способностью вещества.

Если переписать величину $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ в зависимости от энергии частицы с массой M , то получим $-\frac{dE}{dx} \sim \frac{NZ}{E} M$, откуда видно, что ЛПЭ прямо пропорциональны массе частицы и обратно пропорциональны её кинетической энергии. На рис. 3.20 приведена зависимость ЛПЭ в воде для некоторых частиц в функции от их энергии.

В области низких энергий (низких скоростей) заряженной частицы изменяется её заряд. Так, α -частица, проходящая через вещество, не всегда имеет двойной заряд, поскольку она может, захватив электрон, продолжать свой путь как частица, имеющая одиночный заряд, и вследствие этого слабее взаимодействующая.

Вероятность захвата увеличивается, по мере того как частица замедляется. При достаточно низких скоростях одиночно заряженный ион гелия подхватывает ещё один электрон и таким способом превращается в атом гелия с ещё более низкой плотностью ионизации. Эти

процессы учтены Баркасом, который предложил формулу для заряда частицы, зависящего от скорости $Z^* = Z \left[1 - \exp\left(-125 \beta Z^{-2/3}\right) \right]$.

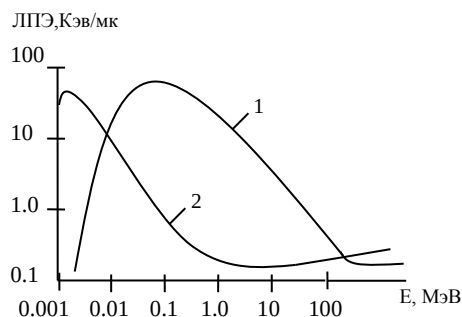


Рис. 3.21 ЛПЭ электронов и протонов в H_2O в зависимости от их энергии: 1 – протоны, 2 – электроны.

При низких скоростях $\beta = \frac{v}{c} \rightarrow 0$ и $Z^* \rightarrow 0$, таким образом, и $\frac{dE}{dx} \rightarrow 0$. С другой стороны, поскольку $\frac{dE}{dx}$ так же снижается, как $\frac{1}{v^2}$ при высоких энергиях, ЛПЭ должны пройти через максимум, известный под названием максимум Брэгга (рис. 3.21). Небольшой подъём при высоких энергиях связан с релятивистскими эффектами (в квадратных скобках в уравнении Бете - Блоха). В табл. 3.1 приведены ЛПЭ для различных излучений. Следует ожидать, что излучения, характеризующиеся неодинаковыми физическими характеристиками, будут также различаться и по биологической эффективности.

Таблица 3.1

Значения ЛПЭ для разных видов излучений (H_2O или биологическая ткань с $\rho = 1 \frac{г}{см^3}$)

Излучение	ЛПЭ, КэВ/мкм	Излучение	ЛПЭ, КэВ/мкм
γ -излучение (8 МэВ)	0,2	α -частицы (5 МэВ)	90
Рентгеновское (200 КэВ)	2,5	α -частицы (3,4 МэВ)	130
Протоны (2 МэВ)	17	Ионы углерода (100 МэВ)	160

3.3.2 Пробег заряженных частиц в веществе. δ -электроны

В пучке электронов даже при одинаковой их начальной энергии различные частицы по-разному углубляются в толщу вещества. Это связано с их рассеянием. Лишь некоторые электроны могут пройти весь путь в одном направлении. Минимальная толщина поглотителя,

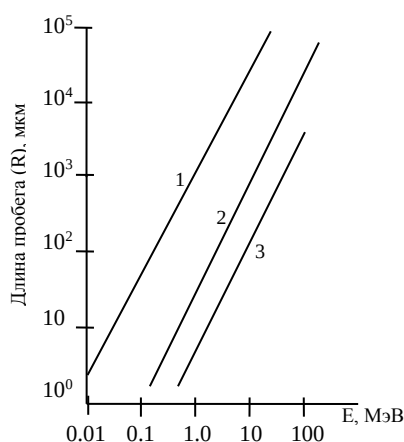


Рис. 3.22 Длина пробега электронов (1), протонов (2) и α -частиц (3) в органических веществах с плотностью $\rho = 1$ г/см³ в зависимости от энергии

необходимая для полного поглощения энергии заряженной частицы, называется линейным пробегом (R). Среднее значение модуля вектора между началом и концом пробега заряженной ионизирующей частицы в данном веществе называется средним линейным пробегом ($\bar{R}$). С увеличением энергии частицы её пробег в веществе возрастает. Пробег заряженной частицы в различных веществах будет обратно пропорционален концентрации электронов в поглощающей среде $\bar{R} \sim \frac{1}{NZ}$.

Так как $N = \frac{N_A \rho}{A}$ (N_A - число Авогадро, ρ -

плотность среды, A – массовое число), то $\bar{R} \cdot \rho = \frac{1}{N_A} \frac{1}{Z/A}$, т.е. пробег, если

его выражать в массе вещества, приходящегося на единицу площади г/см² будет зависеть только от Z/A . За исключением атома водорода и атомов тяжёлых элементов эта величина $Z/A \approx 0,5$ (начало и середина таблицы Менделеева). Величину $\bar{R} \cdot \rho = \bar{R}_m$ называют средним массовым пробегом.

Длина пробега заряженных частиц зависит от заряда и энергии частиц и может быть рассчитана для средних и высоких энергий при интегрировании уравнения Бете-Блоха. Кривые «длина пробега – энергия» для электронов, протонов и α -частиц в воде приведены на рис. 3.22.

Чем больше первоначальная энергия частицы, тем больше её пробег в веществе. Для низких энергий падающих частиц эта теория становится неточной и значения, вычисленные для соответствующих длин пробега, недостоверны. В конце пробега, заряженная частица создаёт больше ионов на единицу пути, чем в начале (рис. 23). Это следует из зависимости линейной плотности ионизации (ЛПИ) от скорости частицы, т.е. из того, что $\frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{v^2}$.

Длина пробега некоторых типов заряженных частиц (в том числе и испускаемых некоторыми изотопами) представлена в таблицах 3.2-3.4.

Таблица 3.2

Длина пробега электронов разной энергии в воде

Длина пробега электронов	
Е, КэВ	H ₂ O, мкм
0,1	0,0031
1,0	0,0554
10,0	2,517
100	141,2
480	1651

Таблица 3.3

Длина пробега α -частиц разной энергии в биоткане

Длина пробега α -частиц		
Е, МэВ	Воздух, см	Биоткань, мкм
4	2,5	31
4,8	3,3	40
5,5	4,0	49
8,8	8,6	105

Таблица 3.4

Длина пробега β -электронов от различных изотопных источников

Длина пробега электронов

Изотоп	Е, МэВ	Воздух, см	Биоткань, мкм
H^3	0,0179	0,2	-
C^{14}	0,155	15,5	200
S^{35}	0,167	16,3	240
Ca^{45}	0,255	46,5	600
P^{32}	1,704	600	8000
K^{41}	3,58	1400	19000

Падающая быстрая заряженная частица передаёт выбитому из атома электрону столь большую энергию, что тот в свою очередь ионизирует соседние атомы до своей полной остановки. В таких случаях говорят об образовании δ -электронов (иногда устанавливают порог: если их энергия $E_e \gg 5000$ эВ). На пути движения δ -электронов наблюдаются вызванные

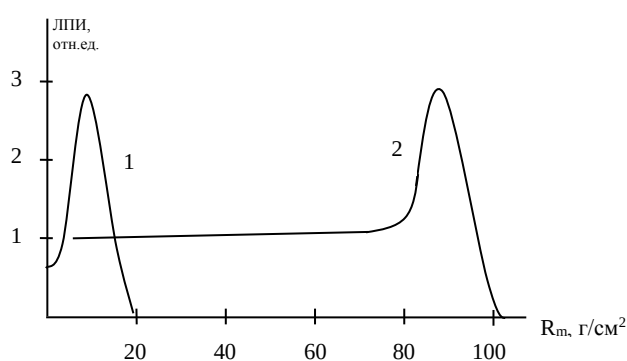


Рис. 3.23 Линейная плотность ионизации для протонов (140 МэВ, биологическая ткань) – 1; дейтронов (190 МэВ, H_2O) – 2

ими скопления ионов (рои или шпоры). Чем выше энергия δ -электронов, тем реже рои образуются. Доля скоплений с числом ионов, равным 1, 2, 3, 4 и более четырёх $\rightarrow$ 43 %; 22 %; 12 %; 10 % и 13 % их общего числа. В среднем δ -электроны способны создать 3-4 пары ионов на своём пути. Почти половина всех ионизаций от заряженных частиц создаётся δ -электронами.

Возбуждение атомов требует меньше энергии, чем ионизация, и летящая частица

способна возбуждать атомы, расположенные на большем удалении от её траектории, чем при ионизации. Поэтому на каждый акт ионизации приходится несколько актов возбуждения, на которые расходуется энергия летящей частицы. В среднем одна пара ионов образуется при поглощении в веществе биологического объекта примерно 33-34 эВ, что больше среднего потенциала ионизации ($\bar{J} \approx 10-17$ эВ). Соответственно этому энергия, теряемая падающей частицей на образование одного скопления ионов (шпор), составляет в среднем 100 эВ.

3.3.3 Упругое рассеяние заряженных частиц на ядрах. Ядерное взаимодействие

При пролёте заряженной частицы вблизи ядра передача энергии ядру за счёт кулоновских сил будет невелика. Траектория частицы будет

заметно отличаться от прямолинейной, но приближённо и в этом случае можно пользоваться выражением Бете - Блоха (с тем отличием, что $m_e < M_{\text{я}}$, передаваемый ядру импульс будет в $Z_{\text{я}}$ раз больше. $Z_{\text{я}}e$ – заряд ядра; Ze – заряд падающей частицы; $M_{\text{я}} = A \cdot m_p$).

Отношение энергий, передаваемых при столкновениях частицы с ядром и электроном, равно

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{я}} : \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{е}} = \frac{Z_{\text{я}}^2 \cdot p_{\perp}^2}{2A \cdot m_p} : \frac{p_{\perp}^2}{2m_e} = \frac{Z_{\text{я}} \cdot m_e}{2m_p}; A \approx 2Z_{\text{я}}. \quad (3.57)$$

Поскольку ядер в $Z_{\text{я}}$ раз меньше, чем электронов, то это отношение станет равным

$$\frac{m_e}{2m_p} \approx \frac{1}{4 \cdot 10^3}, \quad (3.58)$$

т.е. вклад потерь энергии из-за столкновений с ядрами в общие потери энергии незначителен. Но эти столкновения вызывают рассеяние падающих частиц. Электроны претерпевают многократное рассеяние. Угол результирующего рассеяния (отклонения) α является статистической суммой малых углов отклонения при индивидуальных актах рассеяния. $\overline{\alpha^2}$ (для малых углов отклонения) при индивидуальном рассеянии на угол Θ_i определяется как $\overline{\alpha^2} = \sum_i \Theta_i^2$ (взято по большому числу траекторий).

Средний угол многократного рассеяния после прохождения в веществе $\alpha = \sqrt{\overline{\alpha^2}}$. Определяя α в веществе, можно оценить энергию частицы и её массу. В релятивистском случае $\Theta \approx \frac{\Delta p}{p} = \frac{2Z_{\text{я}}Ze^2}{bpv}$; (для малых Θ ; $p_{\text{я}} = M_{\text{я}}v$).

Потери энергии за счёт ядерного взаимодействия играют существенную роль только в случае сильно взаимодействующих частиц: π -мезонов, протонов высоких энергий и т.п. α - и β -излучение в радиоактивных распадах практически не испытывает ядерных взаимодействий. Поскольку это короткодействующие силы, значит, частица должна приблизиться на расстояние $\sim 10^{-12}$ см. Для ионизационных потерь аналогичное расстояние $\sim 10^{-8}$ см. Поэтому для ядерных взаимодействий сечение взаимодействия $\sigma_{\text{я}} \sim 10^{-24}$ см², а для ионизационного торможения $\sigma_{\text{и}} \sim 10^{-16}$ см², откуда $\sigma_{\text{я}}/\sigma_{\text{и}} \approx 10^{-8}$, т.е. только в одном случае из $10^7 - 10^8$ столкновений произойдёт ядерная реакция.

Однако в ядерных соударениях частица теряет очень большую энергию, тогда как при столкновениях с атомом $\sim 35 - 60$ эВ.

3.3.4 Тормозное излучение

Любая заряженная частица, движущаяся с ускорением, излучает электромагнитные волны. При рассеянии кулоновским центром (ядром) (масса ядра M_N и его заряд $Z_N \cdot e$) частица массы m , заряда e и скорости

$v = \beta \cdot c$ претерпевает отклонение и, значит, получает ускорение. В классической электродинамике показано, что заряд, испытывающий ускорение в течение времени dt излучает энергию

$$dE_{emis} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} |\vec{a}|^2 dt, \quad (3.59)$$

где c – скорость света; $\vec{a}$ – ускорение. Так как $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$, то $dE_{emis} \sim \frac{1}{m^2}$. А это означает, что радиационные потери энергии наиболее существенны у самых лёгких частиц (электронов и позитронов). Для протонов при той же энергии эффект уже в $4 \cdot 10^6$ раз меньше.

Релятивистский квантовый расчёт Бете и Гайтлера для потери энергии электроном на тормозное излучение показал:

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\substack{\text{торм.} \\ \text{излуч.}}} = 4n\alpha_{\text{т.с.}} Z_{\text{я}}^2 r_0^2 \ln(183 Z_{\text{я}}^{-1/3}) \cdot E, \quad (3.60)$$

где n – число атомов в 1 см^3 вещества; E – полная энергия излучающего электрона; $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$; $\alpha_{\text{т.с.}} = \frac{2\pi e^2}{hc}$.

Отношение потери энергии на тормозное излучение к потерям энергии на ионизацию равно

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\substack{\text{торм.} \\ \text{излуч.}}} : \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{иониз.}} \approx \frac{Z \cdot E (\text{МэВ})}{800}. \quad (3.61)$$

Из этого отношения видно, что, например, в воздухе потери энергии на излучение сравнимы с потерями на ионизацию при $E_{кр} \approx 80 \text{ МэВ}$, тогда как, например, для свинца – при $E_{кр} \approx 10 \text{ МэВ}$. $E_{кр}$ – это энергия, при которой потери на тормозное излучение будут равны потерям энергии на ионизацию (эту энергию называют критической).

3.3.5 Излучение Вавилова - Черенкова

Невелики потери энергии на световое излучение Вавилова - Черенкова, которое возникает при движении заряженной частицы в среде со скоростью, превышающей скорость света в этой среде.

Заряженная частица, двигаясь внутри диэлектрика с постоянной скоростью, создаёт вдоль своего пути локальную поляризацию его атомов. Сразу же после прохождения частицы поляризованные атомы возвращаются в исходное состояние и излучают электромагнитные волны. При определённых условиях эти волны складываются и наблюдается излучение. Когда скорость частицы больше фазовой скорости света в среде, наблюдается эффект запаздывающей поляризации среды, в результате чего диполи ориентируются преимущественно вдоль направления движения частицы, и волны, испускаемые на различных участках, оказываются в фазе. Таким образом, в отдалённых точках будет

существовать результирующее поле, причём излучение будет наблюдаться под углом θ относительно траектории частицы, при котором волны будут когерентны и образуют плоский волновой фронт. Диапазон относительных скоростей, при которых наблюдается излучение Вавилова-Черенкова $\frac{1}{n} \leq \beta < 1$; n – показатель преломления, $\beta = \frac{v}{c}$). В воде ($n = 1,33$) $\beta_{\text{мин.}} = 1/1,33 = 0,75$. Для электронов $\beta > 0,75$ выполняется при

$$E_e = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) = 0,26 \text{ МэВ} . \quad (3.62)$$

Максимальный угол, под которым наблюдают излучение Вавилова-Черенкова в воде

$$\cos \theta_{\text{max}} = \frac{1}{n} = 0,75; \quad \theta = 41,5^\circ . \quad (3.63)$$

Поскольку $\cos \theta = \frac{1}{\beta \cdot n}$, а он не может быть больше 1, излучение может возникнуть только при наличии среды с $n > 1$ (т.к. $\beta < 1$). Пороговая скорость заряженной частицы для наблюдения эффекта Вавилова-Черенкова: $\beta_{\text{мин}} = \frac{1}{n}$. Эффект нашёл применение для детектирования быстрых заряженных частиц, определения их скорости и направления движения.

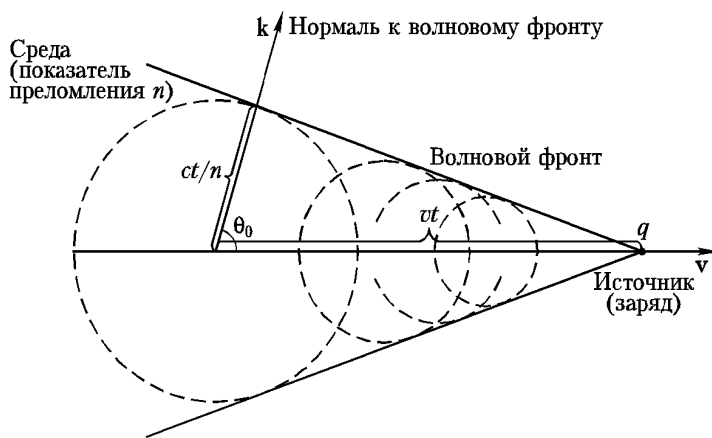


Рис.3.24 . Формирование излучения Вавилова-Черенкова:

$\frac{ct}{n}$ - длина пути света за время t ; $vt = \frac{ct}{n \cos \theta}$ - длина пути, проходимого зарядом (источником) за то же время

превышает фазовую скорость света в рассматриваемой прозрачной среде

$$v_\gamma = \frac{c}{n(\omega)}, \text{ т.е.}$$

$$v > \frac{c}{n(\omega)}, \quad (3.64)$$

Эффект Вавилова-Черенкова в собственном, несколько суженном понимании этого названия состоит в том, что электрический заряд (скажем, электрон), движущийся в среде с постоянной скоростью v , излучает электромагнитные волны с непрерывным спектром и со специфическим угловым распределением. При этом излучение на циклической частоте ω имеет место, только если скорость заряда v

где $n(\omega)$ - показатель преломления света (на частоте ω) в среде (c - скорость света в вакууме). Упомянутая специфичность углового распределения излучения состоит в том, что волновой вектор излучаемых волн $\vec{k}$ образует со скоростью v угол θ , причем

$$\cos \theta = \frac{c}{n(\omega)v}. \quad (3.65)$$

К результатам (3.64)-(3.65) можно прийти, используя принцип Гюйгенса: каждая точка на пути заряда, движущегося равномерно и прямолинейно со скоростью v , служит источником сферической волны, испускаемой в момент прохождения через нее заряда (рис. 3.24). При условии (3.64) эти сферы имеют общую огибающую - конус с вершиной, совпадающей с мгновенным положением заряда, причем угол θ определяется выражением (3.65).

Если пренебречь дисперсией, т.е. зависимостью n от ω , то угол θ одинаков для всех частот и излучение имеет резкий фронт, образующий конус с углом раствора $\pi - 2\theta_0$ и зарядом (источником) в его вершине (рис. 3.24). Этот конус вполне аналогичен конусу Маха, характеризующему ударную волну, возникающую при сверхзвуковом движении источника (пули, снаряда, самолета, ракеты) в воздухе или другой среде. При этом, конечно, роль фазовой скорости света $v_\gamma = \frac{c}{n(\omega)}$ в выражениях (3.64) и

(3.65) играет скорость ударной волны или звука u . Поскольку дисперсия звука, т.е. зависимость его скорости и от частоты обычно очень мала, гидродинамический (акустический) фронт на конусе Маха является резким и часто наблюдается (скажем, при пролете сверхзвукового самолета).

Итак, излучение Вавилова-Черенкова - это электродинамический (оптический) аналог давно известного (еще с прошлого века) акустического явления. Почему же оно было обнаружено и объяснено лишь около 80 лет назад? Несомненно, это можно было сделать раньше, но

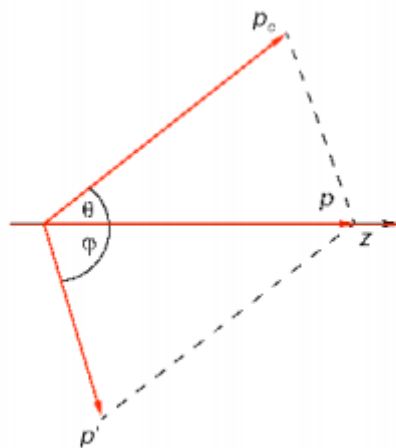


Рис. 3.25 К выводу уравнений сохранения энергии и импульса для процесса черенковского излучения.

в целом задержка не случайна. Во-первых, для наблюдения эффекта В.Ч. в более или менее чистом виде нужно иметь пучок релятивистских или около-релятивистских заряженных частиц. Но такие пучки были получены лишь в 30-е годы (достаточно сказать, что только в это время были построены первые ускорители). Во-вторых, в электродинамике (в очевидном отличие от

гидродинамики и акустики) движение источников (зарядов) в первую очередь и чаще всего рассматривается в вакууме. Поскольку скорость частиц v всегда меньше скорости света $c=3\cdot 10^{10}$ см/с (гипотетических и по всей вероятности несуществующих сверхсветовых частиц — тахионов мы не касаемся), эффект Вавилова-Черенкова в вакууме невозможен. Здесь, правда, тоже нужны некоторые оговорки, но в общем - вполне понятно существовавшее в прошлом утверждение: «равномерно движущийся заряд не излучает».

Рассмотрим теперь условия возникновения излучение движущейся заряженной частицы, пользуясь квантовыми представлениями об излучении. С квантовой точки зрения излучение света происходит порциями - фотонами. Фотон, как любая частица, обладает энергией E_c и импульсом p_c , которые даются соотношениями

$$E_c = \hbar\omega, \quad p_c = \frac{E_c}{v_c} = \frac{2\pi \cdot \hbar}{T \cdot v_c} = \hbar \cdot k, \quad v_c = \frac{c}{n}, \quad (3.66)$$

где ω - круговая частота фотона. $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновой вектор, n - показатель преломления, $v_c = \frac{c}{n}$ - скорость света в среде с показателем преломления n .

Пусть заряженная частица с энергией E и импульсом $\vec{p}$ движется вдоль оси z со скоростью $\vec{v}$ и в некоторой точке траектории излучает фотон с энергией E_c под углом θ (рис. 3.25). При этом сама частица отклоняется от первоначального направления на угол φ и ее энергия становится равной E' , а импульс $\vec{p}'$. Напишем, пользуясь рисунком 3.25, уравнения сохранения энергии и импульса для процесса излучения фотона:

$$E = E' + \hbar\omega, \quad (3.67)$$

$$\vec{p} = \vec{p}' + \hbar \cdot \vec{k}. \quad (3.68)$$

Подставляя для энергии и импульса выражения (3.7) и (3.6) получаем:

$$\sqrt{m^2 c^4 + c^2 p^2} = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p'^2} + \hbar\omega \quad (3.69)$$

- закон сохранения проекции импульса на ось z ,

$$p = p_c \cdot \cos \theta + p' \cdot \cos \varphi, \quad (3.70)$$

- закон сохранения проекции импульса на ось, перпендикулярную оси z ,

$$0 = p_c \cdot \sin \theta - p' \cdot \sin \varphi. \quad (3.71)$$

Решение этой системы уравнений относительно θ после не сложных, но громоздких преобразований приводит к следующему окончательному результату:

$$\cos \theta = \frac{c}{n \cdot v} \left[1 + \frac{\hbar\omega \cdot (n^2 - 1)}{2mc^2} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right]. \quad (3.72)$$

Как видно, квантовое выражение (3.72) для угла черенковского излучения отличается от "классической" формулы (3.65) наличием дополнительного слагаемого, которое учитывает отдачу (изменение

импульса) частицы при излучении. Оценим, насколько важен этот член, например, при излучении фотона в видимом диапазоне (к примеру $\lambda = 400 \text{ нм}$) в обычном стекле с $n = 1,5$. Заметим, что максимальные значения второго члена достигается для электрона, как самой легкой частицы и при скорости, близкой к порогу черенковского излучения $\frac{v}{c} = \frac{1}{n}$. Теперь легко оценить, что поправка к $\cos \theta$ не превышает $2 \cdot 10^{-6}$. Столь малой величиной всегда пренебрегают и для определения угла черенковского излучения используют формулу (3.65).

Из вышеизложенного следует, что объяснение излучения Черенкова весьма просто. Более того, оно имеет хорошо изученные аналоги в других областях физики волн и, могло быть предсказано за десятки лет до открытия. Так неужели никто до Тамма и Франка не догадался о возможности излучения "сверхсветового" заряда? Оказывается, догадывались. Но эти работы были прочно забыты после создания А. Эйнштейном в 1905 году теории относительности.

После работ Черенкова, Тамма и Франка начался лавинообразный рост числа экспериментальных и теоретических исследований в этой области. В частности, В.Л. Гинзбург создал квантовую теорию излучения "сверхсветового" заряда. Были разработаны новые методы регистрации элементарных частиц, использующие черенковское излучение. Признанием выдающейся роли Черенкова, Тамма и Франка в обнаружении и объяснении излучения заряда, движущегося в веществе с постоянной сверхсветовой скоростью, явилось присуждение им в 1958 году Нобелевской премии.

3.3.6 Излучение сверхсветовых источников в вакууме

Уже достаточно давно был осознан тот факт, что равномерно движущийся источник, создающий поля возмущения в среде, может излучать направленные волны, если скорость источника превосходит скорость распространения волн в той среде, где движется источник. По-видимому, раньше всего это явление было рассмотрено в гидродинамике на примере волн, расходящихся от движущегося корабля. Позднее Эрнст Мах рассмотрел звуковые волны, порожденные снарядом, летящим со сверхзвуковой скоростью. Э. Мах показал, что эти волны распространяются в направлении, которое составляет со скоростью снаряда угол θ , причем $\cos \theta = \frac{u}{v}$, где u - скорость звука; v - скорость снаряда. Э. Маху даже удалось сфотографировать возникающую при этом коническую волну. Эти работы получили высокую оценку физиков того времени, что видно, в частности, из статьи А. Эйнштейна, посвященной памяти Э. Маха.

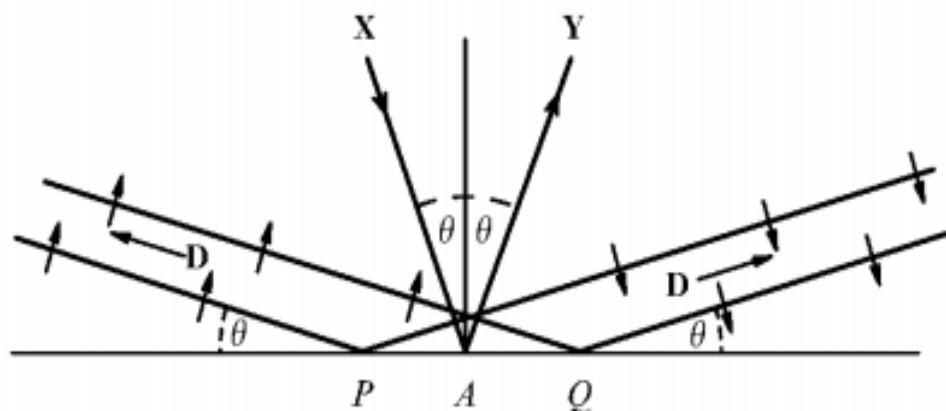


Рис. 3.26 Отражение плоской волны, падающей на поверхность

Исходя из аналогии [4], можно было бы предположить, что подобные явления имеют место в электродинамике, а именно, заряженное тело, движущееся со скоростью, превышающей скорость световых волн, становится источником излучения направленных электромагнитных волн. Однако осознание этого факта пришло значительно позднее. По-видимому, можно назвать несколько причин этого. Одна из причин заключается в том, что скорость света, как в пустоте, так и в преломляющей среде достаточно велика, поэтому трудно было представить себе материальное тело, скорость которого превышала бы скорость света. Возможно, по этой причине работа О. Хевисайда 1888 г., в которой такая возможность была рассмотрена, не привлекла внимание физиков. Другая причина заключается в том, что по теории относительности скорость материальных тел не может превышать скорость света. Поэтому сама возможность сверхсветовой скорости ставилась под сомнение. Однако в действительности теория относительности запрещает движение материальных тел со скоростью, превышающей скорость света в вакууме, равную приблизительно $300\,000\text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$. В преломляющей среде скорость света оказывается значительно меньше. Например, в стекле с показателем преломления 1,5 скорость света равна приблизительно $200\,000\text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$. При достаточно большой энергии частицы ее скорость может превышать скорость света в среде и при этом оставаться меньше скорости света в пустоте. С полной ясностью это было осознано после работы И.Е. Тамма и И.М. Франка, объяснившей результаты экспериментов Вавилова - Черенкова.

В настоящее время теория излучения Вавилова - Черенкова разработана достаточно полно, возможно, полнее, чем теории аналогичных явлений в других областях физики (например, теория волн Маха). Это объясняется как практическим значением этого явления для физики высоких энергий, так и тем обстоятельством, что в гидродинамике и акустике рассмотрение подобных явлений оказалось значительно сложнее из-за сильного влияния нелинейных процессов.

В 1904 г. А. Зоммерфельд рассмотрел электромагнитное поле частицы, движущейся в пустоте со скоростью, превышающей скорость света. Он показал, что при этом возникает направленное излучение. Излучаемые волны распространяются под углом θ к направлению скорости заряженной частицы, причем $\cos \theta = \frac{c}{v}$, где c — скорость света в пустоте, а v — скорость частицы. В следующем, 1905 г. была окончательно сформулирована специальная теория относительности. Движение материальных тел со сверхсветовой скоростью оказалось под запретом, и поэтому работа А. Зоммерфельда была надолго забыта. Тем не менее, вопрос о том, могут ли существовать источники излучения, скорость которых превышает скорость света в вакууме, оказался не таким простым. По-видимому, первой моделью такого источника стала модель, рассмотренная О. Хевисайдом в книге "Электромагнитная теория", изданной в 1912 г.

Модель Хевисайда. На рисунке 3.26 приведена иллюстрация из книги О. Хевисайда [4]. Горизонтальная линия, на которой расположены точки Р, А, Q, изображает плоскую идеально проводящую поверхность. На эту поверхность падает плоский волновой импульс, изображенный на рисунке справа. Падающий импульс соприкасается с плоскостью на отрезке РАQ. Направление распространения падающего импульса задается вектором X и составляет угол θ с нормалью к плоскости. Область РАQ не стоит на месте, а движется вправо по идеально проводящей поверхности. Нетрудно видеть, что скорость v , с которой движется область РАQ, определяется равенством

$$v = \frac{c}{\sin \theta}, \quad (3.72)$$

где c — скорость света в пустоте.

Поскольку $\sin \theta \leq 1$, то $v \geq c$, т.е. скорость движения области РАQ по плоскости равна или превышает скорость света в пустоте. В то же время под действием падающей волны в области РАQ возбуждаются токи и заряды. Область РАQ перемещается вдоль поверхности со скоростью, превышающей скорость света в пустоте, следовательно, эта область должна стать источником излучения Вавилова-Черенкова. Излучаемая волна показана в правой части рисунка. Направление, в котором эта волна распространяется, задается вектором Y. Нетрудно убедиться, что вектор Y составляет с нормалью к границе раздела такой же угол θ , как и вектор X, характеризующий падающую волну.

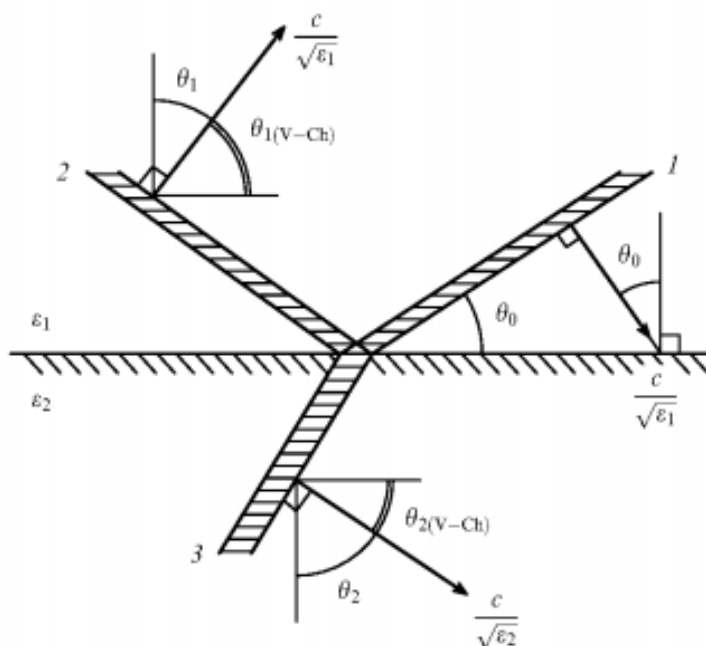


Рис. 3.27 Отражение и преломление волн как эффект Вавилова -Черенкова. Геометрия задачи. 1 — падающая волна, 2 - отраженная волна, 3 - преломленная волна

Таким образом, волна, излучаемая бегущим по поверхности пятном (областью RAQ), есть отраженная волна. Ее, следовательно, можно рассматривать как излучение Вавилова - Черенкова от бегущей области с токами и зарядами, которая возникает на границе под действием падающей волны.

Модель И.М. Франка. Позднее И.М. Франк [4] рассмотрел более общий случай источника, движущегося со

сверхсветовой скоростью, принимая во внимание не только падающую и отраженную, но и преломленную волну. Отметим, что и О. Хевисайд, и И.М. Франк рассматривали токи и заряды, наведенные падающей волной на границе раздела. Но падающая волна может также создавать токи и заряды в области, примыкающей к пятну RAQ и движущейся вдоль границы раздела. Эти объемные токи и заряды также представляют собой сверхсветовой источник. Ниже мы приведем пример И.М. Франка.

Рассмотрим импульс, составленный из плоских электромагнитных волн. Предположим, что электромагнитное поле отлично от нуля между двумя параллельными плоскостями, а в остальном пространстве обращается в нуль. Импульс распространяется в среде с диэлектрической постоянной ε_1 и падает на плоскую границу раздела со средой, у которой диэлектрическая постоянная равна ε_2 . Геометрия задачи изображена на рис. 3.27. Фронт падающей волны обозначен на рисунке цифрой 1. Угол падения импульса на границу обозначен через θ_0 . Скорость импульса в первой среде равна $v_1 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}}$. Нетрудно видеть, что область пересечения импульса с поверхностью раздела (пятно - зайчик) перемещается вдоль границы со скоростью

$$v = \frac{v_1}{\sin \theta_0} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1} \sin \theta_0}. \quad (3.73)$$

Эта скорость превышает скорость света в среде, а если $\varepsilon_1 = 1$, то скорость перемещения пятна превышает скорость света в вакууме.

Никакого противоречия со специальной теорией относительности здесь нет, поскольку пятно на границе раздела не является материальным телом - в каждый момент времени пятно создается различными участками фронта импульса. Этот импульс, тем не менее, наводит в области пятна реальные токи и заряды, и эта область наведенных токов и зарядов перемещается вдоль границы раздела вместе с пятном. Таким образом, получается движущийся источник излучения, скорость которого всегда превышает скорость света в первой среде. Такой источник должен давать излучение Вавилова - Черенкова. Фронт волны Вавилова - Черенкова, распространяющейся в первой среде, обозначен на рисунке цифрой 2. Угол $\theta_{1(V-Ch)}$ между направлением распространения волны 2 и скоростью пятна определяется формулой

$$\cos \theta_{1(V-Ch)} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1} v}. \quad (3.74)$$

Подставляя в (3.74) значение скорости u из формулы (3.73), находим, что

$$\cos \theta_{1(V-Ch)} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}} \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon_1} \sin \theta_0}{c} = \sin \theta_0. \quad (3.75)$$

Нетрудно видеть, что волна 2 уходит от границы раздела, причем направление ее распространения составляет с нормалью к границе раздела угол $\theta_1 = \theta_0$. Таким образом, волна 2 есть в точности отраженная волна, если импульс 1 является падающей волной.

Рассмотрим теперь поле по другую сторону границы раздела, т.е. в среде с диэлектрической постоянной ε_2 . Пятно, бегущее вдоль границы раздела со скоростью, определяемой (3.73), может стать источником излучения во второй среде лишь в том случае, если скорость пятна превышает скорость света во второй среде, т.е. если выполняется неравенство

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1} \sin \theta_0} > \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_2}}. \quad (3.76)$$

В этом случае во второй среде возникает волна Вавилова - Черенкова, обозначенная на рисунке цифрой 3. Угол между направлением распространения этой волны и скоростью пятна определяется формулой

$$\cos \theta_{2(V-Ch)} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_2} v} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \sin \theta_0. \quad (3.77)$$

Если обозначить угол преломления $\frac{\pi}{2} - \theta_{2(V-Ch)}$ через θ_2 , то мы получим известное соотношение

$$\sqrt{\varepsilon_1} \sin \theta_0 = \sqrt{\varepsilon_2} \sin \theta_2. \quad (3.78)$$

Это есть не что иное, как закон Снеллиуса. Таким образом, во второй среде излучение Вавилова-Черенкова от пятна образует преломленную волну. Если же скорость пятна оказывается меньше, чем скорость света во второй среде, т.е.

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1} \sin \theta_0} < \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_2}}, \quad (3.79)$$

то волна Вавилова - Черенкова во второй среде не образуется, и падающий импульс 1 во вторую среду не проходит. Очевидно, что неравенство (3.79) эквивалентно условию полного внутреннего отражения

$$\sin \theta_0 > \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}. \quad (3.80)$$

Таким образом, отражение и преломление волн на границе раздела можно рассматривать как излучение Вавилова-Черенкова от зарядов и токов, наведенных на поверхности раздела падающей волной.

3.3.7 Переходное излучение на границе раздела двух сред

При равномерном и прямолинейном движении заряженной частицы в среде - излучение Вавилова - Черенкова возникает лишь при сверхсветовой скорости. Однако при этом предполагается, что среда является везде однородной, а также не изменяется во времени. Если же среда неоднородна или (и) изменяется во времени, то некоторое излучение возможно и при досветовой скорости равномерно движущегося заряда. Такое излучение, на возможность существования которого было указано лишь в 1945г. Гинзбургом В.Л. и Франком И.М. [7,9], называется переходным.

Простейший случай переходного излучения таков: заряд, движущийся прямолинейно и равномерно с любой скоростью пересекает границу раздела двух сред с разными диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 . Тогда точка пересечения зарядом границы и становится источником переходного излучения. К такому выводу легче всего прийти, если заряд падает из вакуума на хороший (высокопроводящий) металл, играющий роль идеального зеркала (рис. 3.28). Из электродинамики известно, что в таких условиях поле заряда в вакууме представляет собой сумму полей заряда q , движущегося в вакууме в отсутствие зеркала и заряда $-q$, движущегося в зеркале навстречу заряду q (т. е. со скоростью $-v$); о заряде $-q$ говорят как об «зеркальном изображении» заряда q . При пересечении зарядом q границы раздела он попадает в хорошо проводящую среду и практически никакого поля в вакууме уже не создает; изображение $-q$ также, конечно, пропадает. Таким образом, «с точки зрения» наблюдателя, в вакууме происходит как бы аннигиляция пары зарядов q и $-q$. Но из той же электродинамики известно, что при аннигиляции, как и при любом ускорении зарядов (в данном случае оба «заряда» q и $-q$ резко останавливаются на границе раздела), возникает излучение - это и есть переходное излучение для рассматриваемого случая.

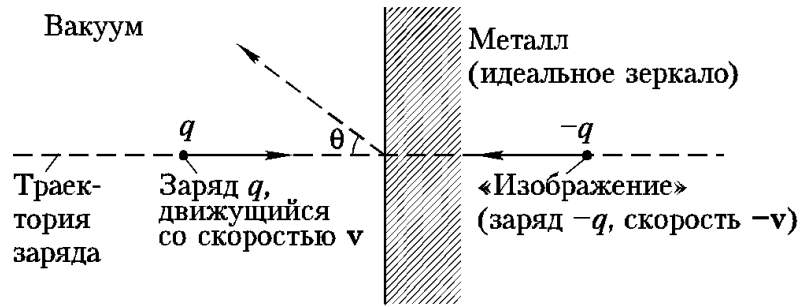


Рис. 3.28 Переходное излучение заряда при пересечении границы раздела вакуума с металлом

Переходное излучение возникает и при пересечении зарядом границы двух диэлектриков с разными ε_1 и ε_2 диэлектрическими проницаемостями. Это можно представить себе как резкую остановку заряда на границе раздела в веществе с ε_1 и одновременно его мгновенный старт в веществе с ε_2 диэлектрической проницаемостью. При $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$ поля остановки и старта не будут полностью "гасить" друг друга и возникнут электромагнитные волны, которые будут распространяться как вперед, так и назад относительно направления движения заряда.

В области высоких (рентгеновских) частот диэлектрическая проницаемость веществ зависит от частоты излучения ω следующим образом:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \omega \gg \omega_p, \quad (3.81)$$

где $\omega_p = \left(\frac{4\pi N_e e^2}{m_e} \right)^{1/2}$ - плазменная частота вещества, N_e - плотность

электронов в веществе, e и m_e - заряд и масса электрона. Из формулы (3.81) следует, что $\varepsilon \rightarrow 1$ при $\omega \rightarrow \infty$. Следовательно, интенсивность переходного излучения $W(\omega)$ стремится к нулю с ростом ω и полная энергия излучения оказывается конечной.

Приведенное выше наглядное объяснение возникновения переходного излучения устанавливает его связь с излучением при ускорении. Однако в действительности никаких остановок и стартов заряда не происходит: он движется с постоянной скоростью. На самом деле при пересечении границы двух сред скачком меняется фазовая скорость распространения электромагнитных волн: она равна $\frac{c}{n_1}$ в первом диэлектрике и $\frac{c}{n_2}$ во

втором (c - скорость света в вакууме; $n = \sqrt{\varepsilon}$ - показатель преломления). Таким образом, излучение происходит не только при изменении скорости частицы v , но и при изменении скорости света, а точнее, при изменении их отношения. Поскольку скорость света зависит от свойств среды, то любое изменение этих свойств в пространстве или времени будет приводить к

излучению находящегося в среде заряда. В частности, будет излучать и покоящийся заряд, если в среде, например, распространяется волна диэлектрической проницаемости, то есть диэлектрическая проницаемость ϵ среды меняется со временем пропорционально к примеру $\sin(\omega t)$. Это излучение было названо переходным рассеянием: волна диэлектрической проницаемости как бы рассеивается на заряде.

Переходное излучение представляет собой классический эффект, все свойства которого можно получить из уравнений Максвелла. И хотя более 100 лет назад английский физик О. Хевисайд качественно рассмотрел один частный случай возникновения переходного излучения. И оно наблюдалось задолго до работы Гинзбурга и Франка как "свечение" анодов в рентгеновских трубках, которое не было правильно понято. Заслуга Гинзбурга и Франка, которым по праву принадлежит приоритет открытия переходного излучения, состоит в том, что они создали количественную теорию переходного излучения и выявили его физическую суть.

Дальнейшее развитие теория переходного излучения получила только в конце 50-х годов прошлого столетия после работ Гинзбурга и Франка 1945 года. Тогда же были выполнены первые опыты по его регистрации. В 1959 году П. Голдсмит и Л. Джелли наблюдали оптическое переходное излучение, образованное пучком протонов при пересечении металлической поверхности, и показали, что его характеристики совпадают с предсказанными теорией Гинзбурга и Франка. Применение переходного излучения в физических экспериментах для детектирования частиц началось почти 20 лет спустя.

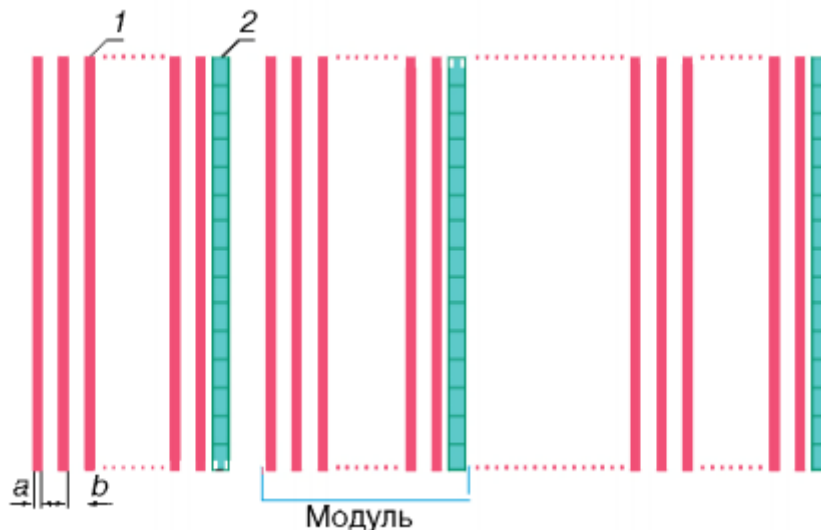


Рис. 3.29 Устройство детектора переходного излучения: 1 – пластинка или пленка, 2 – детектор рентгеновских фотонов

Переходное излучение широко применяется в настоящее время для регистрации ультрарелятивистских (с Лоренц - фактором

$$\gamma = \frac{E}{mc^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \gg 1) \text{ заряженных частиц, и в основном для электронов. При}$$

этом используется излучение только в области рентгеновских частот $\omega \gg \omega_p$.

Схема одного из часто используемых типов детекторов переходного излучения показана на рис. 3.29. Он состоит из нескольких модулей радиатор - детектор рентгеновских фотонов. Радиатор состоит из большого числа пленок с малым атомным номером Z . Это существенно для уменьшения поглощения излучения в радиаторе, связанного главным образом с фотоэффектом: коэффициент поглощения рентгеновских фотонов пропорционален Z^4 . Обычно используются пленки из полиэтилена, майлара, полипропилена и других органических материалов, реже - из лития и бериллия. Обычно стремятся, чтобы толщина a пленок и расстояние b между ними превышали зоны формирования излучения в соответствующих материалах. Только в этом случае полная интенсивность переходного излучения будет пропорциональна γ . В качестве детекторов рентгеновских фотонов чаще всего используются пропорциональные газовые счетчики. Детекторы должны содержать как можно меньше вещества, чтобы эффекты взаимодействия в них заряженной частицы были минимальными и не мешали регистрации рентгеновских лучей. Для увеличения эффективности регистрации переходного излучения в детекторы добавляется газ ксенон, имеющий достаточно большой атомный номер.

Контрольные вопросы и задачи

Задача 1. В результате комптоновского рассеяния на свободном покоящемся электроне длина волны фотона с энергией E_γ увеличилась в α раз. Найти кинетическую энергию E_e электрона отдачи.

Задача 2. Фотон рентгеновского излучения с энергией E_γ в результате комптоновского рассеяния на свободном покоящемся электроне отклонился от первоначального направления на угол θ . Определить кинетическую энергию E_e и импульс p_e электрона отдачи. Показать на основе геометрических соображений, что импульс электрона по абсолютной величине окажется больше импульса падающего фотона, если фотон отклонится от первоначального направления на угол $\theta = \frac{\pi}{2}$.

Задача 3. Определить длину волны λ_k , при которой энергия светового кванта равна энергии покоя электрона. Такая длина волны называется комптоновской длиной для электрона

Глава 4 Радиационная безопасность

4.1 Радиационный фон

Радиационный фон Земли формируют природные и антропогенные ионизирующие излучения, которые испускают не только космические, но и разнообразные земные источники – ядерные взрывы, выбросы предприятий атомной энергетики, отработанное ядерное топливо и др.

Население нашей планеты постоянно подвергается внешнему и внутреннему облучению. Дозы этого облучения в зависимости от уровней космического излучения и содержания естественных и антропогенных радионуклидов в литосфере, гидросфере, атмосфере и биосфере различаются в широком диапазоне. Современный подход к оценке влияния ионизирующих излучений на здоровье человека основывается на рекомендациях Научного комитета по действию атомной радиации при ООН (НКДАР), Международной комиссии по радиологической защите (МКРЗ), а также национальных комиссий.

Можно выделить несколько составляющих радиационного фона, которые приводят к облучению людей, не работающих с источниками ионизирующего излучения:

1. Естественный радиационный фон.
2. Техногенный радиационный фон.
3. Искусственный радиационный фон.

Кроме того, мы получаем заметную дозу облучения в медицине.

4.1.1 Естественный радиационный фон

Космическое пространство пронизано заряженными частицами разного происхождения: галактическим излучением, корпускулярным излучением Солнца и захваченными частицами, удерживаемыми на околоземных орбитах магнитным полем Земли. Галактическое излучение состоит главным образом из протонов с небольшим количеством ионов гелия и более тяжелых металлов, а также электронов, фотонов, нейтронов. Энергетический спектр космических лучей простирается до огромных энергий - свыше 10^{20} эВ/нуклон⁹. Корпускулярное излучение Солнца по

⁹ На большом адронном коллайдере (БАК) предполагается сталкивать протоны с суммарной энергией 14 ТэВ (то есть 14 тераэлектронвольт или $14 \cdot 10^{12}$ электронвольт) в системе центра масс налетающих частиц, а также ядра свинца с энергией 5 ГэВ ($5 \cdot 10^9$ электронвольт) на каждую пару сталкивающихся нуклонов. На начало 2010 г., БАК уже несколько превзошел по энергии протонов предыдущего рекордсмена - протон-антипротонный коллайдер Тэватрон, который до конца 2011 г. работал в Национальной

составу близко к галактическому, но имеет заметный временной ход и ограничено более низкими энергиями частиц – до $5 \cdot 10^{10}$ эВ/нуклон. Эмиссия излучения протекает непрерывно и отражает 11 - летний цикл солнечной активности.

Первичные космические лучи в результате процессов ионизации и ядерных взаимодействий быстро теряют свою энергию и практически исчезают на высоте около 20 км. Образуется вторичное излучение, интенсивность которого падает по мере снижения в атмосфере. Мощность дозы, поглощаемой воздухом на уровне моря в средних широтах, составляет всего 32 нГр/ч (с высотой она удваивается через каждые 1,5 тыс. м); для людей это соответствует средней мощности эквивалентной дозы 355 мкЗв/ч (для всего населения Земли – $1,9 \cdot 10^6$ чел Зв/ч).

В атмосфере, литосфере, биосфере под воздействием космических лучей (как первичных, так и вторичных) протекают ядерные реакции, в которых образуются нейтроны, протоны, пионы, каоны, а также радионуклиды: ^3H , ^{14}C , ^7Be , ^{22}Na и др. Из 20 космогенных радионуклидов наиболее значим ^{14}C ($T_{1/2} = 5730$ лет) как изотоп основного биогенного элемента.

Доза внутреннего облучения от космогенных радионуклидов. Под действием как первичных, так и вторичных космических излучений в атмосфере образуются космогенные радионуклиды. Важнейшие среди них ^3H ($T_{1/2} = 12,3$ года), ^7Be (53,3 суток), ^{14}C (5730 лет), ^{22}Na (2,6 года). ^3H и ^{14}C - низкоэнергетические β -излучатели. Внутреннее облучение от них формируется в основном по сложным пищевым и биологическим цепочкам вследствие накопления их в поверхностных водах континентальных водоемов, в растительности и биосфере в целом - они являются важнейшими биогенными элементами. Оцененные значения эквивалентных доз внутреннего облучения от ^3H и ^{14}C равны 0,01 и 12 мкЗв в год соответственно.

ускорительной лаборатории им. Энрико Ферми (США). Несмотря на то, что наладка оборудования растягивается на годы и ещё не завершена, БАК уже стал самым высокоэнергичным ускорителем элементарных частиц в мире, на порядок превосходя по энергии остальные коллайдеры, в том числе и релятивистский коллайдер тяжёлых ионов RHIC, работающий в Брукхейвенской лаборатории (США). В настоящее время это наибольшая энергия, которую можно будет достичь на ускорителях в обозримом будущем. Протон же с энергией в $3 \cdot 10^{20}$ эВ (или $3 \cdot 10^8$ ТэВ) (такова наивысшая энергия, наблюдавшаяся в космических лучах), сталкивающийся с покоящимся нуклоном, в системе центра масс имеет энергию только около 400 ТэВ, так как частицы релятивистские.

Таблица 4.1

Основные составляющие естественного радиационного фона
 Источник облучения Годовая эквивалентная доза
 облучения, мкЗв/чел

	внешнего	внутреннего	всего
Космические лучи:			
ионизирующие частицы	300	-	300
Нейтроны	55	-	55
Космогенные радионуклиды	-	15	15
^{14}C	-	12	12
^7Be	-	3	3
^3H	-	0.01	0.01
^{22}Na	-	0.2	0.2
Земные радионуклиды:			
^{40}K	150	180	330
^{87}Rb		6	6
Уран-радиевый ряд*			
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{234}\text{U}$		5	5
распад ^{230}Th		7	7
распад ^{226}Ra	100	7	107
$^{222}\text{Rn} \rightarrow ^{214}\text{Po}$		1100	1100
$^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Po}$		120	120
Ториевый ряд			
распад ^{232}Th		3	3
$^{228}\text{Ra} \rightarrow ^{224}\text{Ra}$	160	13	173
$^{220}\text{Rn} \rightarrow ^{208}\text{Tl}$		160	160
Всего	800	1600	2400

*В радиоактивных рядах указаны этапы распадов, вносящих основные вклады в формирование доз.

В суммарных дозах учтены вклады от остальных радионуклидов, не указанных в таблице.

Внутреннее облучение от ^7Be и ^{22}Na формируется за счет вдыхания с воздухом, где их средняя концентрация оценена в 3000 и 0,3 Бк/м³, а годовая эквивалентная доза 3 и 0,2 мкЗв соответственно. Таким образом, суммарный вклад космогенных радионуклидов в эквивалентную дозу составляет около 15 мкЗв (таб. 4.1).

Земная радиация обусловлена естественными радионуклидами, которые содержатся в ее коре. Из не распавшихся к настоящему времени сохранились 23 радиоизотопа. Они получили название примордиальных (табл.4.1), сроки их жизни сопоставимы с возрастом Земли. В трех семействах - урана, тория и актиния - по мере их распада образуются еще 40 радиоизотопов. Радионуклиды постоянно присутствуют во всех

компонентах окружающей среды: воздухе, почве, воде, растительных и животных организмах, включая человека. Основным источником их поступления в биосферу - горные породы, образующие толщу земной коры. Благодаря деструктивным процессам метеорологического, гидрологического, геохимического и вулканического характера радионуклиды широко рассеиваются в окружающей среде. Важную роль в этих процессах играет вода как универсальный растворитель.

Концентрация радионуклидов в почве определяется содержанием их в материнской породе, а в природных водах - условиями их образования. В воздухе присутствуют радионуклиды как космогенного, так и земного происхождения. Особое значение имеет поступление из верхних слоев почвы радиоактивных газов: радона (^{222}Rn), торона (^{220}Tn), актинона (^{219}An) и продуктов их распада¹⁰. Радионуклиды, находясь в смеси со стабильными элементами, поступают с пищей, водой и воздухом в организм человека и становятся источником постоянного облучения. С течением времени благодаря обменным процессам в организме устанавливается равновесное содержание радионуклидов, уровень которого зависит еще от концентрации их в продуктах питания, воде и воздухе, а дозные нагрузки еще и от физико-химических свойств изотопов.

Наибольшее значение в облучении имеют ^{40}K , ^{238}U , ^{232}Th и продукты их распада. По оценкам НКДАР, за счет радона и торона формируется $\frac{3}{4}$ годовой индивидуальной дозы, получаемой от земных источников. Радон по сравнению с торонам вносит в суммарную дозу значительно больший вклад, а дозы формируются в основном за счет дочерних продуктов распада этих изотопов. Уровни радиации неодинаковы для разных мест земного шара и зависят от концентрации радионуклидов в земной коре.

Мощность дозы варьирует от 15 до 160 нЗв/ч и в некоторых случаях значительно выше. Эквивалентные дозы от естественных источников в регионах с нормальным радиационным фоном приведены в табл. 4.1.

На Земле существуют населенные области с повышенным радиационным фоном (рис.4.1). Это, например, высокогорные города Богота, Лхаса, Кито, где уровень космического излучения примерно в 5 раз выше, чем на уровне моря.

Это также песчаные зоны с большой концентрацией минералов, содержащих фосфаты с примесью урана и тория - в Индии (штат Керала) и Бразилии (штат Эспириту-Санту).

¹⁰ Радон не имеет стабильных изотопов. Наиболее устойчив ^{222}Rn ($T_{1/2}=3,8235$ дня), входящий в природное радиоактивное семейство урана-238 (семейство урана-радия) и являющийся непосредственным продуктом распада радия-226. Иногда название «радон» относят именно к этому изотопу. В семейство тория-232 входит ^{220}Rn ($T_{1/2}=55,6$ с), иногда его называют торон (Tn). В семейство урана-235 (урана-актиния) входит ^{219}Rn ($T_{1/2}=3,96$ с), его называют актинон (An). В одну из побочных ветвей семейства урана-радия входит также очень короткоживущий ($T_{1/2}=35$ мс) радон-218. Все отмеченные изотопы радона испытывают альфа-распад. Этими четырьмя нуклидами исчерпывается список природных изотопов радона.

Гуарапари (Guarapari) - муниципалитет в Бразилии, входит в штат Эспириту-Санту. Регион обладает аномально-высоким уровнем фоновой радиации. Мощность поглощенной дозы ионизирующего излучения в среднем составляет 0,63 мкЗв/ч. В отдельных местах уровень повышается до 6,2 мкЗв/ч, в так называемых «горячих пятнах» до 15-20 мкЗв/ч.

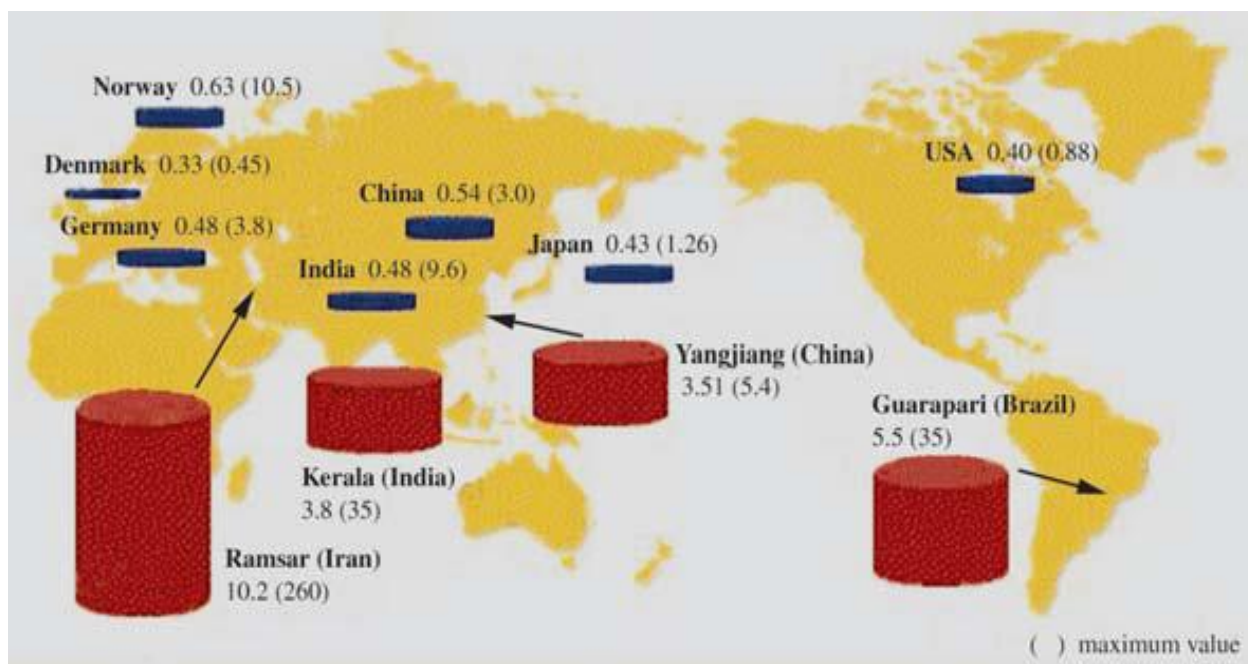


Рис. 4.1 Районы на Земле с минимальным и максимальным естественным радиационным фоном

Прибрежная полоса в штате Керала¹¹ в Индии известна высоким радиационным фоном от торий - содержащего монацитового песка¹². В некоторых прибрежных районах уровни радиации более 4 мЗв/год, а в некоторых местах на побережье, это выше, чем 70 мЗв/год.

Можно упомянуть участок выхода вод с высокой концентрацией радия в Иране (г. Рамсар). Рамсар город на севере Ирана в провинции

¹¹ Кéрала (Kerala) - штат, расположенный на Малабарском берегу на юго-западе Индии, с одним из самых высоких показателей плотности населения в стране.

¹² Монацит, монацитовый песок - минерал, фосфат редкоземельных элементов, главным образом, цериевой группы — (Ce, La, Nd, Th) PO₄. Впервые монацит был открыт в 1826 г. на Южном Урале в Ильменских горах, в окрестностях города Миасса (Челябинская область) немецким минералогом Йоханнесом Менге. Во время Второй Мировой войны германские войска использовали монацитовый песок (под обозначением «Tarnsand») для отметки мест установки мин типа «Topfmine», не содержащих металлических деталей и не обнаруживающихся обычными миноискателями. Мешочек монацитового песка входил в комплект мины. Мина, присыпанная им после установки, легко обнаруживалась при помощи миноискателя типа Stuttgart 43, который работал по принципу счётчика Гейгера.

Мазендеран, административный центр шахрестана Рамсар. Расположен на южном берегу Каспийского моря. Население - 34,5 тыс. человек. Известен как место с наивысшей концентрацией естественной радиации в мире. Жители города и его окрестностей получают годовые дозы, достигающие 260 мЗв.

Таблица 4.2

Дозы радиации, получаемой населением на открытом воздухе в различных странах и районах Земли

Страна	Максимальная мощность дозы, мкЗв/ч	Максимальная доза. мЗв/год
Индия	0,038	9,6
Япония	0,042	1,26
США	0,046	0,88
Австрия	0,050	
Польша	0,058	
Италия	0,078	
Швейцария	0,080	
Германия	0,090	3,8
Иран, Рамсар Iran, Ramsar	140	260
Индия (шт. Керала, 70 тыс. населения)	1,40	70
Бразилия (г. Гуарапари, город, 13 тыс. населения)	1,70	5,5
Бразилия (г. Гуарапари, пляж, 30 тыс. посетителей ежегодно)	20	35

Хотя в некоторых из этих районов мощность поглощенной дозы в 1000 раз превышает среднюю по поверхности Земли, обследование населения не выявило сдвигов в структуре заболеваемости и смертности.

4.1.2 Техногенный радиационный фон

Под этим термином понимается доза облучения, обусловленная естественными радионуклидами, содержащимися в строительных материалах, каменном угле, фосфатных рудах и в удобрениях. В отличие от собственно природной радиации доза от этих источников сильно зависит от местных условий, масштаба применения и особенностей технологий.

Техногенный радиационный фон Земли постоянно растет и происходит это главным образом за счет того, что на поверхность Земли постоянно извлекаются огромные количества полезных ископаемых: руды

черных и цветных металлов, строительные материалы, органические энергоносители, минеральные удобрения. Рассеивание радиоактивных веществ из этих источников в биосфере и включение в биогеохимические циклы привело к повышению внешнего и внутреннего облучения всех растительных и животных организмов, включая человека. Повысились уровни ионизирующего излучения не только на поверхности Земли, но и в жилых и производственных помещениях.

Использование строительных материалов в домостроении. Основными источниками излучения здесь являются продукты распада урановой (^{238}U) и ториевой (^{232}Th) цепочек, а также естественный калий (^{40}K). Их содержание в местных строительных материалах очень различается. В свою очередь, концентрация основных дозообразующих радионуклидов внутреннего облучения – ^{222}Rn и ^{220}Rn , эманлирующих из стен, а также продуктов их распада в значительной степени зависит от проветриваемости помещений и их этажности. Наибольшему внутреннему облучению в кирпичных и бетонных домах (примерно до 7,5 мЗв) подвергается легочная ткань, а дозам внешнего фотонного облучения (примерно 0,4 мЗв) – все тело. Учитывая взвешивающие факторы (для легких 0,12) эффективная эквивалентная доза может достигать 1300 мкЗв (130 мбэр) в год, почти вдвое увеличивая природный фон. В деревянных строениях уровни облучения от строительных материалов незначительны.

Использование каменного угля. Каменный уголь содержит незначительное количество естественных радиоактивных нуклидов ^{40}K , а также ^{238}U и ^{232}Th вместе с продуктами их распада. Их концентрации в углях очень различны и могут изменяться на несколько числовых порядков. Например, средние удельные активности в углях России ^{40}K , ^{238}U и ^{232}Th составляют 120, 28 и 25 Бк/кг соответственно. При сжигании угля на ТЭЦ естественные радионуклиды вместе с летучей золой, горячим потоком газов и других летучих минеральных компонентов поступают в атмосферу. Их абсолютный выброс зависит от эффективности очистки и мощности ТЭЦ. При этом концентрация естественных радиоактивных нуклидов в золе и шлаке в 3 раза и более превосходит их концентрацию в каменном угле. По данным НКДАР ООН, оценочные уровни ожидаемых коллективных эффективных эквивалентных доз на единицу выработанной электроэнергии современной ТЭЦ, работающей на угле, равны: внутреннее облучение за счет вдыхания 0,23, осаднения на почву и водоемы – 0,26; внешнее облучение за счет осаднения – 0,015; всего примерно 0,5 чел-Зв [ГВт (эл)-год] $^{-1}$. От ТЭЦ, работающих по «старой» технологии, оценочные дозы почти на порядок выше. Некоторое количество естественных радионуклидов попадает во внешнюю среду при добыче каменного угля, сжигании его в бытовых источниках, коксовальных печах, на транспорте и т. д. Основным дозообразующим источником является ^{222}Rn .

Фосфатные руды и удобрения. Фосфатные руды, используемые в основном для производства фосфатных удобрений, содержат в десятки раз больше U, чем каменный уголь. Ожидаемые коллективные эффективные

эквивалентные дозы на единицу массы товарной фосфатной руды оцениваются - примерно $1,5 \cdot 10^{-5}$ и $5 \cdot 10^{-5}$ чел-Зв·т⁻¹ от внешнего и внутреннего облучения соответственно.

Для гражданского и промышленного строительства часто используют содержащие радионуклиды промышленные отходы (например, золу шлаков черной и цветной металлургии). Использование угольной золы в строительной промышленности увеличивает уровень коллективной дозы еще в 10 раз, а фосфогипса в жилищном строительстве — в 100 раз по сравнению с дозами от фосфатной руды.

В плохо вентилируемых помещениях концентрации радона могут в десятки - сотни раз превышать его среднее содержание в наружном воздухе (для которого фоновая активность около 3 Бк·м⁻³). Жители в таких условиях подвергаются интенсивному облучению, и в первую очередь у них поражаются органы дыхания. Ингаляционное поступление радона и его дочерних продуктов распада ведет к осаждению микроаэрозолей в верхних дыхательных путях. Особую опасность приобретает наличие радона и его продуктов распада в урановых рудниках. Впервые рак легкого (преимущественно бронхов) зарегистрирован в конце XIX в. у шахтеров, проработавших 13-35 лет на рудниках Шнееберга и Яхимова.

Кроме того, человек подвергается дополнительному облучению во время рентгенодиагностики или радиотерапии, а также полетов на современных самолетах. Облучение космонавтов обычно не превышает 5 мЗв, но при нахождении в космосе до полугода дозы достигают 55 мЗв. Дополнительным источником облучения населения становятся различные бытовые приборы. Перечисленные факторы ведут к повышению концентрации радиоактивных веществ в окружающей среде и, как следствие, росту внешнего и внутреннего облучения населения. За истекшее историческое время дозные нагрузки на основную массу населения повысились незначительно.

4.1.3 Искусственный радиационный фон

Одним из основных источников искусственного повышения радиационного фона Земли стали испытания ядерного оружия Соединенными Штатами, Советским Союзом, Англией, Францией и Китаем. Взорвано свыше 2 тыс. зарядов различной мощности, в том числе свыше 500 в атмосфере. Мощность всех ядерных зарядов составила 545 Мт (в тротиловом эквиваленте) при суммарной мощности по делению 217 Мт (около 40%), что привело к выбросу в атмосферу изотопов ¹³⁷Cs и ⁹⁰Sr, общие активности которых оценены в 26 и 20 МК и соответственно.

Средняя плотность загрязнения в Северном полушарии составила по ¹³⁷Cs 140, ⁹⁰Sr 89 мКи/км² [5]. В результате ядерных взрывов в окружающую среду поступают продукты деления ядер урана и плутония. При этом образуется свыше 200 радиоизотопов средней части таблицы

Менделеева (от цинка до гадолиния). Поэтому источником загрязнения стали продукты ядерного деления вместе с не разделившейся частью урана и плутония, а также радионуклиды наведенной активности. По данным НКДАР при ООН, эквивалентная доза, полученная жителями Северного полушария в результате глобальных выпадений продуктов ядерного деления, составила 4,5 мЗв и Южного – 3,1 мЗв [5]. Эти дозы относятся к категории малых. Вклад внутреннего облучения за счет перорального и ингаляционного поступления радионуклидов и внешнего облучения составил 71,5 и 24 % соответственно. Основное значение в формировании доз имели ^{14}C , ^{137}Cs , ^{90}Sr и ^{96}Zr . Ожидаемая коллективная доза при полном их распаде составит $3 \cdot 10^7$ чел-Зв. В зонах ближних выпадений при ядерных взрывах дозы облучения были значительно выше, а в отдельных случаях они даже достигали поражающих. Особую опасность представляло поступление в организм детей с продуктами питания изотопа ^{131}I . Облучение населения за счет выбросов предприятий атомной энергетики в режиме нормальной эксплуатации незначительно, однако в случае крупной аварии ситуация резко меняется. Примером могут служить аварии на Южном Урале, ЧАЭС и др.

Потенциальный источник радиации - весь комплекс предприятий атомной энергетики. Радионуклиды поступают во внешнюю среду не только при добыче урановой руды, но и при получении урановых концентратов и металлического урана, изготовлении ТВЭЛов, а также во время выбросов АЭС и др. Особую опасность представляет плутоний (наиболее токсичный радионуклид), загрязняющий атмосферу в результате деятельности радиохимических предприятий. Ингаляционное облучение плутонием персонала приводит вначале к легочной патологии (развитию опухолей в легких), затем поражаются костные и другие ткани организма.

Среднегодовые эквивалентные дозы различных видов радиационного фона и медицины в России представлены в таблице 4.3. Можно отметить, что, несмотря на внедрение высокочувствительных экранов и детекторов ионизирующих излучений, дозовая нагрузка в медицине постоянно возрастает. Это связано прежде всего с постоянным внедрением новых методов диагностики с использованием рентгеновского излучения и радиоизотопов.

Таблица 4.3

Среднегодовые эквивалентные дозы облучения в России

Источник ионизирующего излучения	Вид облучения	Доза, МкЗв/год
Естественный радиоактивный фон		
	внешнее	650
	внутреннее	1600
	всего	2250
Техногенный радиационный фон		
Стройматериалы	внешнее	100
	внутреннее	1300
	всего	1400
Минеральные удобрения	всего	0.15
Угольные электростанции	всего	2
Искусственный радиационный фон		
АЭС	всего	0.15
Глобальные выпадения, вследствие испытаний ядерного оружия	внешнее	10
	внутреннее	12
	всего	25
Медицина	всего	1400
Суммарная доза от всех источников		5077

4.2 Нормы радиационной безопасности

Обеспечение безопасности человека во всех условиях воздействия на него ионизирующего излучения искусственного или природного происхождения регламентируются в России Нормами радиационной безопасности НРБ-99/2009.

Для оценки вреда здоровью в результате облучения в малых дозах в НРБ-99/2009 приведены современные линейные коэффициенты радиационного риска, а для обоснования защиты от источников потенциального облучения - граничные значения обобщенного риска.

Для наиболее полной оценки вреда, который может быть нанесен здоровью в результате облучения в малых дозах, определяется ущерб, количественно учитывающего как эффекты облучения отдельных органов и тканей тела, отличающиеся радиочувствительностью к ионизирующему излучению, так и всего организма в целом. В соответствии с общепринятой в мире линейной беспороговой теорией зависимости риска стохастических эффектов от дозы, величина риска пропорциональна дозе излучения и связана с дозой через линейные коэффициенты радиационного риска, приведенные в таблице: 4.4

Таблица 4.4

Линейные коэффициенты радиационного риска

Облучаемая группа населения	Коэффициент риска злокачественных новообразований, $\times 10^{-2} \text{ Зв}^{-1}$	Коэффициент риска наследственных эффектов, $\times 10^{-2} \text{ Зв}^{-1}$	Сумма, $\times 10^{-2} \text{ Зв}^{-1}$
Все население	5,5	0,2	5,7
Взрослые	4,1	0,1	4,2

Усредненная величина коэффициента риска, используемая для установления пределов доз персонала и населения, принята равной $0,05 \text{ Зв}^{-1}$.

В условиях нормальной эксплуатации источников ионизирующего излучения пределы доз облучения в течение года устанавливаются исходя из следующих значений индивидуального пожизненного риска:

- для персонала – $1,0 \times 10^{-3}$;
- для населения – $5,0 \times 10^{-5}$.

Уровень пренебрежимо малого риска составляет 10^{-6} .

При обосновании защиты от источников потенциального облучения в течение года принимаются следующие граничные значения обобщенного риска (произведение вероятности события, приводящего к облучению, и вероятности смерти, связанной с облучением):

- персонал - $2,0 \times 10^{-4}, \text{ год}^{-1}$;
- население - $1,0 \times 10^{-5}, \text{ год}^{-1}$.

4.2.1 Требования к ограничению техногенного облучения в контролируемых условиях

Для нормальных условий эксплуатации источников излучения устанавливаются следующие категории облучаемых лиц:

- персонал (группы А и Б);
- все население, включая лиц из персонала вне сферы и условий их производственной деятельности.

Категория А - облучаемых лиц или персонал (профессиональные работники) - лица, которые постоянно или временно работают непосредственно с источниками ионизирующих излучений.

Категория Б - облучаемых лиц или ограниченная часть населения - лица, которые не работают непосредственно с источниками ионизирующего излучения, но по условиям проживания или размещения рабочих мест могут подвергаться воздействию ионизирующих излучений.

все население (раннее **Категория В**) облучаемых лиц или население - население страны, республики, края или области.

Для категорий облучаемых лиц устанавливаются два класса нормативов:

- основные пределы доз (ПД), приведенные в **таблице 4.5**;
- допустимые уровни монофакторного воздействия (для одного радионуклида, пути поступления или одного вида внешнего облучения), являющиеся производными от основных пределов доз: пределы годового поступления (ПГП), допустимые среднегодовые объемные активности (ДОВА), среднегодовые удельные активности (ДУА) и другие;

Для обеспечения условий, при которых радиационное воздействие будет ниже допустимого, с учетом достигнутого в организации уровня радиационной безопасности, администрацией организации дополнительно устанавливаются контрольные уровни (дозы, уровни активности, плотности потоков и др.).

Таблица 4.5

Основные пределы доз

Нормируемые величины*	Пределы доз	
	персонал (группа А)**	Население
Эффективная доза	20 мЗв в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 50 мЗв в год	1 мЗв в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 5 мЗв в год
Эквивалентная доза за год в хрусталике глаза***	150 мЗв	15 мЗв
коже****	500 мЗв	50 мЗв
кистях и стопах	500 мЗв	50 мЗв

Примечания:

* Допускается одновременное облучение до указанных пределов по всем нормируемым величинам.

** Основные пределы доз, как и все остальные допустимые уровни воздействия персонала группы Б, равны 1/4 значений для персонала группы А. Далее в тексте все нормативные значения для категории персонал приводятся только для группы А.

*** Относится к дозе на глубине 300 мг/см².

***** Относится к среднему по площади в 1 см^2 значению в базальном слое кожи толщиной 5 мг/см^2 под покровным слоем толщиной 5 мг/см^2 . На ладонях толщина покровного слоя - 40 мг/см^2 . Указанным пределом допускается облучение всей кожи человека при условии, что в пределах усредненного облучения любого 1 см^2 площади кожи этот предел не будет превышен. Предел дозы при облучении кожи лица обеспечивает непревышение предела дозы на хрусталик от бета-частиц.*

Основные пределы доз облучения не включают в себя дозы от природного и медицинского облучения, а также дозы вследствие радиационных аварий. На эти виды облучения устанавливаются специальные ограничения.

Эффективная доза для персонала не должна превышать за период трудовой деятельности (50 лет) - 1000 мЗв , а для населения за период жизни (70 лет) - 70 мЗв . Началом периодов считается 1 января 2000 года.

Для женщин в возрасте до 45 лет, работающих с источниками излучения, вводятся дополнительные ограничения: эквивалентная доза на поверхности нижней части области живота не должна превышать 1 мЗв в месяц, а поступление радионуклидов в организм за год не должно быть более $1/20$ предела годового поступления для персонала.

На период беременности и грудного вскармливания ребёнка женщины должны переводиться на работу, не связанную с источниками ионизирующего излучения.

Для студентов и учащихся старше 16 лет, проходящих профессиональное обучение с использованием источников излучения, годовые дозы не должны превышать значений, установленных для персонала группы Б.

4.2.2 Историческое отступление

Широкое использование ионизирующих источников в народном хозяйстве, медицине, науке, военном деле потребовало регламентации облучения для всего населения.

В первые годы работы ученых с рентгеновским излучением и радиоактивными элементами не предпринимались попытки к лимитированию облучения человека, несмотря на понимание опасности ионизирующих излучений. Лишь спустя почти 7 лет с момента открытия рентгеновского излучения, английский ученый Роллинз в 1902 году предложил ограничить облучение работающих дозой, которая вызывала почернение применявшихся в тот период времени фотоэмульсии, что соответствовало экспозиционной дозе 10 Р/сут ($0,01 \text{ Зв/сут}$). Рентген в качестве единицы дозы рентгеновского излучения был введен в 1928 году II Международным конгрессом радиологов (Стокгольм).

Хорошо изученные ранние лучевые поражения кожного покрова у лиц, контактирующих с источниками излучений, послужили основанием для разработки ведущими радиологами мира предложений об ограничении профессионального облучения. Так, американский радиолог Матчеллер в 1925 г. рекомендовал в качестве толерантной (переносимой) дозы¹³ за месяц считать дозу, равную 0,01 пороговой эритемой дозы, которая для применяемого им излучения составляла (340 Р). Таким образом, предлагалась толерантная доза около (100 мР/сут). Одновременно ряд зарубежных исследователей на основе своих наблюдений и экспериментов определяли толерантную дозу в пределах (100-200 мР/сут).

Комитет по защите от рентгеновских лучей и радия (созданный в 1928 г.) в 1934 г. рекомендовал национальным правительствам принять в качестве толерантной дозы 200 мР/сут, а в 1936 г. указанная величина была пересмотрена этим комитетом, что можно было объяснить неточностью в методике регистрации излучений. В странах Европы экспозиционную дозу измеряли на поверхности облучаемого объекта, т.е. результаты измерения включали и данные регистрации рассеянного излучения, в то время как в США аналогичные исследования проводили в свободном воздухе. Поэтому значение толерантной дозы было снижено до 100 мР/сут с одновременным указанием на необходимость измерения доз в свободном воздухе, т.е. на достаточном удалении от рассеивающих предметов.

Следующий этап снижения доз допустимого облучения связан с получением и накоплением научных сведений об отдаленных последствиях действия ионизирующей радиации, в первую очередь о сокращении продолжительности жизни экспериментальных животных при хроническом облучении. Многие радиобиологи в данный период высказывали мысль о наличии кумулятивного эффекта при действии радиации на организм. Понятие «толерантная доза» подвергалось все большей критике главным образом в связи с невозможностью предсказания точного значения дозы, которая была бы переносимой в течение длительного времени. Термин «толерантная доза» был заменен более осторожным «предельно допустимая доза» (ПДД).

Вместе с тем в послевоенные годы повсеместно получают распространение высоковольтные рентгеновские установки, начинают использоваться искусственные радиоактивные изотопы, обладающие

¹³ Термин «толерантная доза» в общем случае относится к дозе ионизирующего излучения, при поглощении которой человек не имеет вредных последствий. В настоящее время этот термин широко используется только в онкорadiологии. В этом случае толерантная доза - доза фракционированного облучения (осуществляемого в виде серии обычно кратковременных экспозиций) определенного органа (ткани) или его части, получаемая ими в процессе лучевой терапии злокачественных новообразований, при которой тяжёлые, но купируемые (излечиваемые) лучевые осложнения возникают не более чем у 5 или 10 % больных. Последние величины условны, так что в разных лечебных учреждениях в качестве «толерантных» могут рассматриваться несколько разные дозы.

жестким γ -излучением. По сравнению с прежними конструкциями рентгеновских аппаратов эти источники создавали при одной и той же экспозиционной или поверхностной дозе большую поглощенную дозу в глубине облучаемых тканей. Указанные обстоятельства послужили основанием для снижения в 1948 г. ПДД облучения до 300 мР/нед. Одновременно было сформулировано понятие о ПДД как о «такой дозе, которая, как можно полагать в свете современных знаний, не должна вызывать значительного повреждения человеческого организма в любой момент времени на протяжении его жизни». «Значительное повреждение организма» было определено как «всякое повреждение или влияние, которое человек считает нежелательным или авторитетные медицинские специалисты рассматривают как вредное для здоровья и благополучия человека». В том же году в рекомендации Комитета по защите от рентгеновских лучей и радия впервые было введено понятие «критические органы» как «органы, облучение которых данной дозой причиняет наибольший вред живому организму». С точки зрения радиационной безопасности, было предложено рассматривать в качестве критических такие органы, как кожа, кроветворные ткани, гонады и хрусталики глаз.

1950 г. Комитет по защите от рентгеновских лучей и радия был реорганизован в Международную комиссию по радиационной защите (МКРЗ). В настоящее время МКРЗ анализирует и обобщает все достижения в области защиты от ионизирующих излучений и разрабатывает соответствующие рекомендации. МКРЗ тесно сотрудничает с Международной комиссией по радиационным единицам и измерениям (МКРЕ), а также в 1956 г. вступила в организационное взаимоотношение с Всемирной организацией здравоохранения (ВОЗ) в качестве "неправительственной соучаствующей организации". В 1955 г. Генеральная Ассамблея ООН основала Научный комитет по действию атомной радиации (НКДАР), осуществляющий сбор и анализ международной информации о различных аспектах действия ионизирующих излучений на живые организмы. Среди других международных организаций, занимающихся вопросами действия ионизирующих излучений на живые организмы следует отметить Международную Ассоциацию по радиационной защите (МАРЗ).

Если на первых этапах разработки ПДД облучения, а в дальнейшем и их снижения обсуждались опасность облучения и связанные с ней возможные поражения для лиц, непосредственно работающих с радионуклидами и источниками ионизирующих излучений, то в дальнейшем главное внимание стали уделять радиационной безопасности следующих поколений людей.

Накопленные экспериментальные материалы исследований в области радиационной генетики позволили ученым, работающим в этой области, прийти к заключению об отсутствии порога действия ионизирующих излучений. Одновременно было установлено, что доза, удваивающая спонтанные мутации у человека, находится в пределах 0,1-1 Зв. Последнее

означало, что допустимые дозы облучения должны быть на уровне, вызывающем незначительное приращение скорости возникновения мутаций среди всего контингента лиц, которые ведут радиационноопасные работы.

В нашей стране в 1925 г. Постановлением Народного комиссариата труда были утверждены нормы защиты от рентгеновского излучения. В качестве безопасной для здоровья персонала была принята величина, которая была эквивалентна 1 Р в неделю или 10 мкР/с на рабочем месте.

В последующем, по мере выявления неблагоприятных последствий облучения, а также с накоплением знаний и опыта защиты, нормативы, к разработке которых подключилась и Национальная комиссия России, многократно пересматривались в сторону их снижения (табл.4.6). В соответствии с изменениями рекомендаций МКРЗ в нашей стране были утверждены в 1969 г. нормы радиационной безопасности (НРБ-69), пересмотренные в 1976, 1996, 1999 гг. Последние нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009) были уточнены в 2009 году.

Таблица 4.6

Допустимые дозы облучения персонала и населения

Год	Категория облучаемых лиц	Допустимая доза, мЗв/год	Примечание
1946		600	Различий в допустимых дозах внешнего облучения персонала (участников испытаний ядерного оружия) и населения не делалось
1950		300	В случае аварии допускалось однократное облучение дозой 250 мЗв, но не более 1000 мЗв за год
1955		150	то же
1957	Категория А* Категория Б** Все население	150 15	то же Не выше природного фона
1961	Категория А* Категория Б** Все население	50 5 0.5	то же то же
1969	НРБ-69*** Категория А Категория Б Все население	50 5 1.7	Впервые введено понятие «предел» для категории Б и всего населения

1976	НРБ-76 Категория А Категория Б	50 5	
1987	НРБ-76/87 Категория А Категория Б	50 5	
1996	НРБ-96 Категория А Категория Б Население	20 5 1	Указанные допустимые пределы доз введены с 1 января 2000г.
1999	НРБ-99/2009 Категория А Категория Б Население	20 5 1	

Какова опасность малых доз радиации? До сих пор нет однозначного ответа на этот вопрос. Критерием опасности облучения считают учащение случаев онкологических заболеваний и генетических нарушений по отношению к спонтанному уровню. Дополнительный рост числа таких недугов становится значимым в экономическом плане. Возможный риск возникновения заболеваний не должен превышать риск их возникновения в благополучных отраслях производства

Любая деятельность человека, как известно, связана с определенным риском. Человек и общество идут на риск ради получения материальной выгоды. При регламентации допустимого облучения персонала и населения исходят из гипотезы беспороговой зависимости доза - эффект, считая, что при любой сколь угодно малой дозе, облучение может привести к возникновению злокачественных новообразований и генетических нарушений. Для оценки риска при малых дозах эффекты, наблюдаемые при средних и больших дозах, экстраполируют к величине 10 мЗв, принимая начальный участок дозовой зависимости линейным. Такой подход наиболее приемлем в обеспечении радиационной безопасности. Однако остается не ясным, будет ли ответная реакция организма на облучение при малых дозах такой же, как и при больших.

Согласно последним оценкам, среди 1 млн человек, облученных дозой 10 мЗв каждый, злокачественные новообразования могут быть спровоцированы у 480 человек, причем в 400 случаях – со смертельным исходом, в 80 – с серьезными генетическими нарушениями. Эти величины составляют лишь незначительную часть спонтанной заболеваемости: среди 1 млн. человек от онкологических заболеваний умирает около 200 тыс., и это число увеличивается ежегодно примерно на 2%.

4.3 Радиация и человек

4.3.1 Радиочувствительность

Вскоре после открытия биологического действия ионизирующих излучений было установлено, что любой живой объект может быть погибнуть под их действием. Однако дозы излучения, приводящие различные объекты к гибели, отличаются друг от друга в очень широких пределах, даже на несколько порядков. Иными словами, каждому биологическому объекту (клеткам, тканям, органам или организмам) свойственна своя мера восприимчивости к воздействию ионизирующей радиации, своя видовая радиочувствительность.

Наиболее часто с этой целью используют так называемую величину ЛД₅₀ – летальную дозу, приводящую к гибели 50 % подвергнутых радиационному воздействию особей. Величины ЛД₅₀ в природе различаются довольно значительно даже в пределах одного вида (например, между мышами разных линий). Ниже представлены данные, характеризующие большие различия в радиочувствительности различных биологических объектов: в дозах γ - излучения, вызывающих гибель 50% объектов.

Таблица 4.7

Радиочувствительность различных биологических объектов: в дозах γ - излучения, вызывающих гибель 50% объектов

Биологический вид	Доза, Зв
Человек	2,5- 4
Обезьяна	2,5 - 6
Овца	1,5 - 3
Собака	2,5- 3
Осел	2- 4
Кролик	9-1 0
Хомяк	9-1 0
Мыши разных линий	6-1 5
Крысы разных линий	7- 9
Птицы	8 - 20
Рыбы	8-2 0
Змеи	80 – 200
Насекомые	10 - 100
Растения	10 - 1500

В качестве примера крайне низкой радиочувствительности можно привести бактерии, обнаруженные в канале ядерного реактора, которые, испытывая гигантские дозы ионизирующего излучения, не только не погибли, но и размножаются, в связи с чем они названы *Micrococcus radiodurans* — радиорезистентный микрококк.

Deinococcus radiodurans — грамположительный, экстремофильный кокк рода *Deinococcus*. Является одной из самых устойчивых бактерий к

действию ионизирующего излучения. Впервые был выделен из консервированного мяса, подвергнутого действию гамма-излучения с целью изучения возможности стерилизации в 1956 году. Описан в 1960 г. под названием *Micrococcus radiodurans*, переведён во вновь созданный род *Deinococcus* в 1981 году. В настоящее время разрабатываются способы использования *Deinococcus radiodurans* в биоочистке радиоактивно неблагополучных сточных вод.

Радиостойчивость дейнококка поразительна. Дейнококк прекрасно себя чувствует после дозы радиации в 5000 Грей, и даже втрое большая доза убивает лишь 2/3 клеток в колонии, в то время как смертельная доза для человека и большинства млекопитающих - 10 Грей, для кишечной палочки - 60 Грей. Дейнококк легко переносит высыхание и не погибает даже в вакууме. По - видимому, устойчивость микроба к радиации - это своеобразный побочный продукт приспособления к жизни в засушливых условиях (например, в пустыне). Самая большая неприятность, которая происходит с живой клеткой под воздействием радиации или высыхания, - это разрывы, возникающие в двойной спирали ДНК. Геном клетки попросту рвется на куски, что и приводит к летальному исходу.

Дейнококк способен «залечивать» до 1000 таких разрывов одновременно. Как ему это удастся, оставалось загадкой в течение 50 лет - с момента открытия микроба и до 2006 года, когда на сайте журнала *Nature* была опубликована статья французских и хорватских микробиологов, разгадавших эту загадку.

Известно несколько бактерий, сравнимых с *D. radiodurans* по устойчивости к радиации, включая некоторые виды *Chroococcidiopsis* (цианобактерии) и *Rubrobacter* (Актиномицеты); среди археев, подобными же свойствами обладает *Thermococcus gammatolerans*.

Изучение общих закономерностей биологического ответа на воздействие ионизирующих излучений составляющей предмет радиобиологии. Задача эта невероятно трудна прежде всего потому, что для ее решения необходимо, по меткому выражению Н.В. Тимофеева-Ресовского, понять и преодолеть основной радиобиологический парадокс, состоящий в большом несоответствии между ничтожной величиной поглощенной энергии и крайней степенью выраженности реакций биологического объекта вплоть до летального эффекта.

Несмотря на существующие в природе колоссальные различия в чувствительности к ионизирующим излучениям отдельных объектов, облучение в дозе 10 Гр убивает всех млекопитающих.

Что же представляет собой такая доза по суммарной энергии, поглощенной в организме при облучении? Много это или мало? Если условно перевести эту энергию без потерь в тепловую энергию, то окажется, что организм человека нагреется лишь на 0,001 С, т. е. меньше, чем от стакана выпитого горячего чая. При общем облучении человека массой 70 кг в этой смертельной дозе поглощается всего 167 калорий.

Причина того, почему ничтожное количество поглощенной в организме энергии приводит к катастрофе, составляет загадку радиобиологического парадокса. При изучении многочисленных радиобиологических эффектов в модельных системах на молекулярном, клеточном и организменном уровнях потребовалось создание соответствующих собственных экспериментальных методов исследования.

Механизм развития лучевых поражений организма.

В зависимости от характера и локализации проявлений различают несколько этапов развития лучевых поражений.

Процессы первичных изменений при действии ионизирующих излучений. В процессе изучения биологических поражений учеными было предложено несколько теорий, объясняющих особенности первичных нарушений с той или иной степенью обоснованности.

Одной из теорий является **теория мишени**. Сущность теории заключается в разной чувствительности различных биоматериалов и структур организма к радиации. Предполагается, что в клетках организма имеются наиболее чувствительные объемы (мишени). Если в такую мишень попадает ионизирующее излучение, то клетка погибает. Если же в «мишень» излучение не попадает, то клетка остается живой. С точки зрения морфологии такими чувствительными «мишенями» можно считать те или иные важные клеточные структуры: ядро, ядрышко, хромосомы, гены.

Однако впоследствии было показано, что не ко всем биосубстратам применима эта теория. Ее механизм закономерен для быстро размножающихся и растущих клеток: клеток крови, красного костного мозга, половых клеток и в значительно меньшей степени - для соматических клеток. Поэтому данная теория может быть применима лишь для частных условий.

Еще одной теорией, пытающейся объяснить характер развития лучевых поражений, является **теория биологически активных веществ**. Теория предполагает, что количество незначительных первичных повреждений лавинообразно увеличивается и приводит к тяжелейшим последствиям в результате разрушения некоторых клеток и субклеточных структур, например, макрофагов, лизосом и др., к выходу биологически активных веществ (гистаминоподобных веществ, ферментов и пр.) в межклеточное пространство, последующим проявлениям аутосенсibilизации, аутолизиса, вплоть до гибели организма. В настоящее время совершенно ясно, что указанные проявления являются лишь одним из этапов развития радиобиологических поражений.

В настоящее время первичные радиобиологические процессы протекающие на физико-химическом этапе становления радиобиологических эффектов включают в себя **прямое и косвенное действия излучения**.

Прямое действие - это непосредственное действие излучения на биологический объект, обусловленное ионизацией и возбуждением

входящих в него атомов и состоит из поглощения энергии, образования метастабильных состояний, ведущих к появлению стабильных пораженных, либо измененных биомолекул.

Косвенное действие осуществляется продуктами радиолиза воды, входящей во все живые системы. Согласно этой теории, более 50% поглощенной дозы ионизирующего излучения в клетке приходится на воду. При этом происходит ионизация молекулы воды или ее возбуждение с образованием активных форм кислорода [16,17,29], включающих в себя высокоактивные радикалы.

HO_2 (*гидропероксид*) образуется при облучении воды в присутствии избытка кислорода: $H + O_2 - HO_2$. В связи с этим снижение парциального давления кислорода в тканях во время облучения является профилактическим мероприятием, направленным на уменьшение неблагоприятных проявлений острых лучевых поражений. Эта реакция получила название *кислородного эффекта*. Вместе с тем снижение парциального давления кислорода в тканях в последующие стадии развития лучевых поражений не имеет значения и никак не влияет на скорость и тяжесть последних.

Таким образом, на данном этапе изменения происходят на уровне физико-химических реакций с образованием первичных высокоактивных радикалов: H , OH , HO_2 (*гидропероксид*), H_2O_2 (*перекись*), некоторые из этих радикалов очень токсичны. Они дают начало цепным реакциям и вторично-радикальным процессам. Наступает стадия биохимических превращений в клетке, в реакции вступают биологические субстраты. Изменениям подвергаются белки, углеводы, липиды.

Воздействие ионизирующего излучения на белки приводит к снижению уровня незаменимых аминокислот (триптофана, метионина), инактивируются сульфгидрильные группы, снижается активность ферментов, нарушается синтез нуклеиновых кислот. Нуклеопротеиновые комплексы обладают очень высокой чувствительностью к ионизирующему излучению. ДНК клеточного ядра и РНК высвобождаются из нуклеопротеидов и уже через несколько минут после облучения накапливаются в клеточной цитоплазме. Это ведет к необратимым изменениям и даже к гибели клеток.

Значительной чувствительностью в клетке к действию ионизирующего излучения обладает процесс окислительного фосфорилирования: исследования показали, что одно из самых первых нарушений - это повреждение синтеза АТФ (аденозинтрифосфат), что приводит, в свою очередь, к изменению углеводного обмена и тканевого дыхания. Простые сахара окисляются и переходят в токсичные соединения - органические кислоты, формальдегид. Происходит нарушение свойств полисахаридов. Так, мукополисахарид гиалуроновая кислота снижает свою вязкость, гепарин теряет антикоагулянтные свойства.

Однако, как показали исследования, наиболее важным пусковым механизмом патологических процессов на данном этапе является

образование перекисей из липидов: биологический субстрат в тканях соединяется с первичными радикалами, в результате чего образуются стойкие активные нетипичные для организма вторичные радикалы. В свою очередь, каждый из вторичных радикалов нарушает тысячи молекул субстрата липидов.

4.3.2 Воздействие радиации на человека

Эффекты воздействия радиации на человека обычно делятся на две категории:

1) **Соматические** (телесные) - возникающие в организме человека, который подвергнулся облучению.

2) **Генетические** - связанные с повреждением генетического аппарата и проявляющиеся в следующем или последующих поколениях: это дети, внуки и более отдаленные потомки человека, подвергшегося облучению.

Таблица. 4.8

Радиационные эффекты облучения человека.

Радиационные эффекты облучения человека	
Соматические эффекты	Генетические эффекты
Лучевая болезнь	Генные мутации
Локальные лучевые поражения	Хромосомные aberrации
Лейкозы	
Опухоли разных органов	

Радиобиологические эффекты состоят из двух групп - детерминированные (пороговые) и стохастические.

Детерминированные (пороговые) эффекты

Детерминированные эффекты — это неизбежные, клинически выявляемые вредные биологические эффекты, возникающие при облучении большими дозами, в отношении которых предполагается существование порога, ниже которого эффект отсутствует, а выше - тяжесть эффекта зависит от дозы.

Они возникают когда число клеток, погибших в результате облучения, потерявших способность воспроизводства или нормального функционирования, достигает критического значения, при котором заметно нарушаются функции пораженных органов. Детерминированные эффекты подразделяются на ближайшие последствия (острая, подострая и хроническая лучевая болезнь; локальные лучевые повреждения: лучевые ожоги кожи, лучевая катаракта и стерилизация) и отдалённые последствия (радиосклеротические процессы, радиоканцерогенез, радиокатарактогенез и прочие).

Хроническое облучение слабее действует на живой организм по сравнению с однократным облучением в той же дозе, что связано с постоянно идущими в организме процессами восстановления повреждений.

Порогом возникновения детерминированных эффектов для людей считаются разовые дозы примерно в 0,25 Зв. Величина порога не является строгой. Она зависит от индивидуальных особенностей облучаемого организма и различных сопутствующих факторов.

Стохастические эффекты

Стохастические эффекты - это вредные биологические эффекты излучения, не имеющие дозового порога возникновения, вероятность возникновения которых пропорциональна дозе и для которых тяжесть проявления не зависит от дозы. С увеличением дозы повышается не тяжесть этих эффектов, а вероятность (риск) их появления.

В соответствии с общепринятой консервативной радиобиологической гипотезой, любой сколь угодно малый уровень облучения обуславливает определённый риск возникновения стохастических эффектов. Они делятся на соматико-стохастические (лейкозы и опухоли различной локализации), генетические (доминантные и рецессивные генные мутации и хромосомные aberrации) и тератогенные эффекты (умственная отсталость, другие уродства развития; возможен риск возникновения рака и генетических эффектов облучения плода).

Реализация радиобиологических эффектов протекает в несколько этапов (табл.4.9).

Таблица 4.9

Воздействие различных доз облучения на человеческий организм

Воздействие различных доз облучения на человеческий организм	
Доза, Зв	Причина и результат воздействия
(0.7 - 2) 10^{-3}	Доза от естественных источников в год
0.05	Предельно допустимая доза профессионального облучения в год
0.1	Уровень удвоения вероятности генных мутаций
0.25	Однократная доза оправданного риска в чрезвычайных обстоятельствах
1.0	Доза возникновения острой лучевой болезни
3- 5	Без лечения 50% облученных умирает в течение 1-2 месяцев вследствие нарушения деятельности клеток костного мозга
10 - 50	Смерть наступает через 1-2 недели вследствие поражений главным образом желудочно кишечного тракта
100	Смерть наступает через несколько часов или дней вследствие повреждения центральной нервной системы

Хроническое облучение слабее действует на живой организм по сравнению с однократным облучением в той же дозе, что связано с постоянно идущими процессами восстановления радиационных повреждений. Считается, что примерно 90% радиационных повреждений восстанавливается.

Стохастические (вероятностные) эффекты, такие как злокачественные новообразования, генетические нарушения, могут возникать при любых дозах облучения. С увеличением дозы повышается не тяжесть этих эффектов, а вероятность (риск) их появления. Для количественной оценки частоты возможных стохастических эффектов принята консервативная гипотеза о линейной беспороговой зависимости вероятности отдаленных последствий от дозы облучения с коэффициентом риска около $7 \cdot 10^{-2} / \text{Зв}$.

Радионуклиды накапливаются в органах неравномерно. В процессе обмена веществ в организме человека они замещают атомы стабильных элементов в различных структурах клеток, биологически активных соединениях, что приводит к высоким локальным дозам. При распаде радионуклида образуются изотопы химических элементов, принадлежащие соседним группам периодической системы, что может привести к разрыву химических связей и перестройке молекул. Эффект радиационного воздействия может проявиться совсем не в том месте, которое подвергалось облучению. Превышение дозы радиации может привести к угнетению иммунной системы организма и сделать его восприимчивым к различным заболеваниям. При облучении повышается также вероятность появления злокачественных опухолей.

В таблице 4.10 приведены сведения о накоплении некоторых радиоактивных элементов в организме человека.

Организм при поступлении продуктов ядерного деления подвергается длительному, убывающему по интенсивности, облучению.

Наиболее интенсивно облучаются органы, через которые поступили радионуклиды в организм (органы дыхания и пищеварения), а также щитовидная железа и печень. Дозы, поглощенные в них, на 1-3 порядка выше, чем в других органах и тканях. По способности концентрировать всосавшиеся продукты деления основные органы можно расположить в следующий ряд: щитовидная железа > печень > скелет > мышцы.

Так, в щитовидной железе накапливается до 30% всосавшихся продуктов деления, преимущественно радиоизотопов йода. По концентрации радионуклидов на втором месте после щитовидной железы находится печень. Доза облучения, полученная этим органом, преимущественно обусловлена радионуклидами ^{99}Mo , ^{132}Te , ^{131}I , ^{132}I , ^{140}Ba , ^{140}La .

Таблица 4.10

Органы максимального накопления радионуклидов

Органы максимального накопления радионуклидов

Элемент		Наиболее чувствительный орган или ткань	Масса органа или ткани, кг	Доля полной дозы *
Водород	H	Все тело	70	1.0
Углерод	C	Все тело	70	1.0
Натрий	Na	Все тело	70	1.0
Калий	K	Мышечная ткань	30	0.92
Стронций	Sr	Кость	7	0.7
Йод	I	Щитовидная железа	0.2	0.2
Цезий	Cs	Мышечная ткань	30	0.45
Барий	Ba	Кость	7	0.96
Радий	Ra	Кость	7	0.99
Торий	Th	Кость	7	0.82
Уран	U	Почки	0.3	0.065
Плутоний	Pu	Кость	7	0.75

* Относящаяся к данному органу доля полной дозы, полученной всем телом человека.

Среди техногенных радионуклидов особого внимания заслуживают изотопы йода. Они обладают высокой химической активностью, способны интенсивно включаться в биологический круговорот и мигрировать по биологическим цепям, одним из звеньев которых может быть человек.

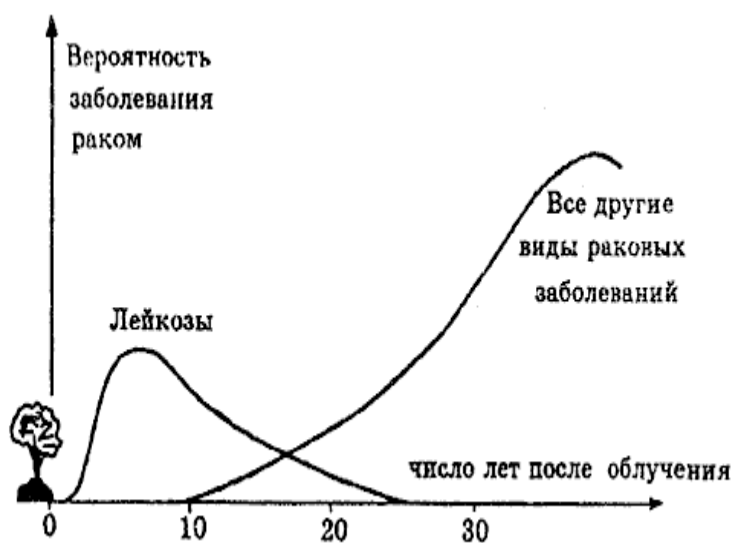


Рис. 4.2 Относительная среднестатистическая вероятность заболевания раком после получения однократной дозы в 0.01 Зв при равномерном облучении всего тела

Основным начальным звеном многих пищевых цепей является загрязнение поверхности почвы и растений. Продукты питания животного происхождения - один из основных источников попадания радионуклидов к человеку.

Исследования, охватившие примерно 100000 человек, переживших атомные бомбардировки

Хиросимы и Нагасаки, показывают, что рак - наиболее серьезное последствие облучения человека при малых дозах. Первыми среди раковых заболеваний, поражающих население, стоят лейкозы (рис. 4.2).

Распространенными видами рака под действием радиации являются рак молочной железы и рак щитовидной железы. Обе эти разновидности рака излечимы и оценки ООН показывают, что в случае рака щитовидной железы летальный исход наблюдается у одного человека из тысячи, облученных при индивидуальной поглощенной дозе один Грей.

Данные по генетическим последствиям облучения весьма неопределенны. Ионизирующее излучение может порождать жизнеспособные клетки, которые будут передавать то или иное изменение из поколения в поколение. Однако анализ этот затруднен, так как примерно 10% всех новорожденных имеют те или иные генетические дефекты и трудно выделить случаи, обусловленные действием радиации. Экспертные оценки показывают, что хроническое облучение при дозе 1 Грей, полученной в течение 30 лет, приводит к появлению около 2000 случаев генетических заболеваний на каждый миллион новорожденных среди детей тех, кто подвергался облучению.

В последнее время процессы взаимодействия ионизирующих излучений с тканями человеческого организма были детально исследованы. В результате выработаны нормы радиационной безопасности, отражающие действительную роль ионизирующих излучений с точки зрения их вреда для здоровья человека. При этом необходимо помнить, что норматив всегда является результатом компромиса между риском и выгодой.

Заключение

Радиация является постоянным спутником жизни человека. Мы живем в мире, в котором радиация присутствует повсюду. Свет и тепло ядерных реакций на Солнце являются необходимыми условиями нашего существования. Радиоактивные вещества естественного происхождения присутствуют в окружающей среде. Наше тело содержит радиоактивные изотопы ^{14}C , ^{40}K и ряд других. Зарождение жизни на Земле и её последующая эволюция протекали в условиях постоянного воздействия радиации и приспособились к ней. Существуют гипотезы, что космическое излучение сыграло важнейшую роль в зарождении биологической жизни на Земле. Однако искусственно созданные радиоактивные вещества, ядерные реакторы сконцентрировали неведомые ранее в природе объемы ионизирующего излучения, к чему природа была неподготовлена. Источники ионизирующих излучений широко используются в настоящее время в технике, химии, медицине, сельском хозяйстве и других областях. Долгое время большинство населения не задумывалось о радиации из-за некоторых особенностей биологического действия ионизирующих излучений на человека:

1. Действие ионизирующих излучений на организм неощутимы человеком. У людей отсутствует орган чувств, который воспринимал бы ионизирующие излучения. Поэтому человек может проглотить, вдохнуть радиоактивное вещество без всяких первичных ощущений. Дозиметрические приборы являются как бы дополнительным органом чувств, предназначенным для восприятия ионизирующего излучения.

2. Видимые поражения кожного покрова, недомогание, характерные для лучевого заболевания, появляются не сразу, а спустя некоторое время.

3. Суммирование доз происходит скрыто. Если в организм человека систематически будут попадать радиоактивные вещества, то со временем дозы суммируются, что неизбежно приводит к лучевым заболеваниям.

Однако использования ядерной энергии в военных целях, особенно авария на Чернобыльской АЭС прочно закрепила в людях ужас перед радиацией. И хотя реальное количество эпизодов говорит о том, что эти страхи редко имеют под собой основу, даже на рентген многие из нас ходят с опаской. После аварии на АЭС «Фукусима» мир захлестнула очередная волна панической радиофобии. На Дальнем Востоке из продажи исчез йод, а производители и продавцы дозиметров не только распродали все имевшиеся на складах приборы, но и собрали предзаказы на полгода-год вперед.

Радиация, как и любая другая природная сила, требует уважительного к себе отношения. Ее роль в жизни человечества трудно переоценить, а связанную с ней опасность, как раз, очень легко преувеличить. Один известный физик-ядерщик привел как-то замечательное высказывание своих коллег: «Излучения не нужно бояться, но к нему следует относиться с должным уважением». Если мы будем применять этот подход при общении с радиацией, то сможем избавиться от неразумной радиофобии и сопровождающих ее стрессов.

Литература

- 1 Бауместер Д., Экерт А., Цайлингер А. Физика квантовой информации. М., Постмаркет, 2002. 376 с.
- 2 Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. Радиационный захват нейтронов: Справочник - М., Энергоатомиздат, 1986. 248 с
- 3 Белокуров В. В., Тимофеевская О. Д., Хрусталеv О. А. Квантовая телепортация - обыкновенное чудо. Москва, Ижевск: Изд-во: Регулярная и хаотическая динамика, 2000. 172 с.
- 4 Болотовский Б.М., Серов А.В. Излучение сверхсветовых источников в вакууме Успехи Физических Наук 9 (2005) 943-955
- 5 Василенко И.Я. Радиация. Источники, нормирование облучения. Природа, № 4, 10-16, 2001
- 6 Ведринский Р.В. Квантовый эффект Зенона Соровский образовательный журнал 9 (1997) 71-77
- 7 Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика: Дополнительные главы. Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1981
- 8 Гинзбург В.Л., Фабелинский И.Л. К истории открытия комбинационного рассеяния света Вестник Российской Академии Наук 73(3) 215-227 (2003)
- 9 Гинзбург В.Л. О науке, о себе и о других 2004
- 10 Гусев И.Г., Климанов В.А, Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений т. 1. Физические основы защиты от излучений 3-е издание, М., Энергоатомиздат, 1989, 512с
- 11 Денисов С.П. Излучение "сверхсветовых" частиц (эффект Черенкова) Соровский образовательный журнал 2 (1996) 89
- 12 Денисов С.П. Переходное излучение Соровский образовательный журнал 3 (1997) 124
- 13 Денисов С.П. Ионизационные потери заряженных частиц Соровский образовательный журнал 11 (1999) 90
- 14 Иванов В.И. Курс дозиметрии М. Мир 1976
- 15 Кеирим-Маркус И.Б. Эквидозиметрия. Л. ИЛ. 1965.
- 16 Кулинский В.И. Активные формы кислорода и оксидативная модификация макромолекул: польза, вред и защита Соровский образовательный журнал 1 (1999) 2-7
- 17 Кудряшов Ю.Б. Радиационная биофизика, М., 2004
- 18 Ляпидевский В.К. Методы детектирования излучений М. Наука 1987.
- 19 Мерзляк М.Н. Активированный кислород и жизнедеятельность растений Соровский образовательный журнал 9 (1999) 20-26
- 20 Нормы радиационной безопасности НРБ –99/2009 и основные санитарные правила работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений ОСП-72-8 7.

- 21 Пикаев А.К. Современная радиационная химия. Основные положения, экспериментальная техника и методы. М. Мир. 1989.
- 22 Франк М., Штольц В. Твердотельные дозиметры ионизирующего излучения. М. Мир. 1979.
- 23 Иванов В.И., Машкович В.П. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующего излучения. М. Наука. 1986.
- 24 Кольтовер В.К. Радоновая радиация: источники, дозы, биологические эффекты, Вестник Российской Академии Наук т.66, № 2, 1996, 114-119
- 25 Фабелинский И.Л. Открытие комбинационного рассеяния света в России и Индии, Успехи физических наук, Том 173(10) (2003) 1137
- 26 Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике 9. Квантовая механика (II) Мир, 1965, 254 с.
- 27 Хенли Э., Джонсон Э. Радиационная химия 1974
- 28 Эйнштейн А., Подольский Б. и Розен Н. Можно ли считать квантовомеханическое описание физической реальности полным? 1935 605-611 в Собрание научных трудов в 4-х томах. Альберт Эйнштейн Под ред. И.Е. Тамма, Я.А. Смородинского, В.Г. Кузнецова. Серия: Классики науки. М. Наука. 1965-1967г. Том III. 633 с.
- 29 Ярмоненко С.П. Радиобиология человека и животных М., Высшая школа, 1988.
- 30 Singh R. and Riess F. The 1930 Nobel Prize for Physics: A close decision? Notes Rec. R. Soc. Lond. 55(2) (2001) 267-283