

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Оренбургский государственный университет»

М.Г. ПЕТРУШАНСКИЙ

ОСНОВЫ ФИЗИКИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Рекомендовано Ученым советом государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Оренбургский государственный университет» в качестве учебного пособия для студентов, обучающихся по программам высшего профессионального образования по специальности «Проектирование и технология радиоэлектронных средств»

Оренбург 2008

УДК 539.1(075.8)

ББК 22.383я73

П 31

Рецензент

кандидат физико-математических наук, доцент Э.К. Алиджанов

Петрушанский М.Г.

П 31

**Основы физики ионизирующих излучений: учебное пособие
/М.Г. Петрушанский. – Оренбург: ГОУ ОГУ, 2008.- 129 с.**

ISBN

Учебное пособие включает теоретическое изложение материала, примеры решения задач, контрольные вопросы, задачи и тесты для самоподготовки.

Учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся по программам высшего профессионального образования по специальности 210201 при изучении дисциплин «Физика» и «Рентгеновские трубки, излучатели, моноблоки и питающие устройства».

П 1604080000

ББК 22.383я73

ISBN

© Петрушанский М.Г., 2008

© ГОУ ОГУ, 2008

Содержание

Введение.....	7
1 Рентгеновское излучение.....	8
1.1 Тормозное рентгеновское излучение.....	8
1.2 Характеристическое рентгеновское излучение.....	12
1.3 Первичные физические эффекты, возникающие при взаимодействии рентгеновского излучения с веществом.....	16
1.4 Закон ослабления рентгеновского излучения в веществе.....	17
1.5 Физические принципы рентгенодиагностики.....	19
1.6 Контрольные вопросы.....	24
1.7 Примеры решения задач.....	24
1.8 Задачи для самостоятельного решения.....	28
2 Радиоактивность.....	29
2.1 Состав и характеристики атомных ядер.....	29
2.2 Дефект массы, энергия связи ядра, ядерные силы.....	31
2.3 Виды радиоактивного распада.....	36
2.3.1 Альфа-распад.....	38
2.3.2 Бета-распад.....	41
2.3.3 Гамма-излучение ядер.....	46
2.3.4 Радиоактивные серии.....	46
2.4 Основной закон радиоактивного распада.....	47
2.5 Активность. Единицы измерения активности.....	51
2.6 Ядерные реакции. Методы получения радионуклидов.....	53
2.6.1 Реакции взаимодействия ядра и легкой частицы.....	54
2.6.2 Деление тяжелых ядер. Цепная реакция.....	57
2.6.3 Ядерный синтез (термоядерные реакции).....	60
2.7 Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом.....	61
2.8 Принципы радионуклидных методов диагностики.....	65
2.9 Физические основы лучевой терапии.....	70
2.10 Контрольные вопросы.....	71
2.11 Примеры решения задач.....	72
2.12 Задачи для самостоятельного решения.....	78
3 Дозиметрия ионизирующего излучения.....	80
3.1 Экспозиционная доза излучения.....	80
3.2 Поглощенная доза.....	82
3.3 Эквивалентная доза.....	84
3.4 Эффективная эквивалентная доза.....	86
3.5 Коллективная доза.....	87
3.6 Детекторы ионизирующих излучений.....	88
3.7 Дозиметрические приборы.....	92
3.8 Радиометрия внутреннего облучения.....	95
3.9 Естественный радиационный фон и фоновое облучение человека.....	96
3.10 Принципы расчета доз внутреннего облучения.....	98
3.11 Основы биологического действия ионизирующих излучений.....	104
3.12 Контрольные вопросы.....	107
3.13 Примеры решения задач.....	108
3.14 Задачи для самостоятельного решения.....	111

4 Общие методические указания к решению задач.....	112
5 Тесты.....	115
Заключение.....	121
Список использованных источников.....	122
Приложение А.....	124
Приложение Б.....	125
Приложение В.....	126
Приложение Г.....	127
Приложение Д.....	128
Приложение Е.....	129

Введение

Ионизирующее излучение, то есть излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию ионов разных знаков, подразделяют на два вида: ионизирующее непосредственно и ионизирующее косвенно.

Непосредственно ионизирующим излучением называют излучение, состоящее из заряженных частиц, например, протонов, электронов, альфа-частиц, имеющих кинетическую энергию, достаточную для ионизации при столкновении. Косвенно ионизирующим излучением называют излучение, состоящее из незаряженных частиц, например, фотонов, нейтронов, которые могут создавать непосредственно ионизирующее излучение и (или) вызывать ядерные превращения.

Предлагаемое учебное пособие посвящено основам физики ионизирующих излучений и включает рассмотрение вопросов возникновения, распространения и взаимодействия этих излучений с веществом, а также методы и приборы измерения дозиметрических характеристик излучения и облучения. В пособии излагаются основные идеи, их физический смысл, методы исследования и результаты, полученные современной физикой. Кроме того, в пособии изложены принципы применения ионизирующих излучений в науке, технике и медицине.

Вопросы, рассмотренные в данном пособии, наряду с материалами предыдущей работы автора «Квантовая природа излучения», входят в рабочие программы дисциплин «Физика» и «Рентгеновские трубки, излучатели, моноблоки и питающие устройства» по специальности 210201 «Проектирование и технология радиоэлектронных средств». Для более полного понимания и усвоения предлагаемого материала рекомендуется сочетать его изучение с разбором решений задач, приведенных в пособии. К каждой главе даны контрольные вопросы и задачи. В пособие включены также тесты, позволяющие оценить уровень подготовки по рассмотренным темам.

1 Рентгеновское излучение

Рентгеновское излучение впервые было обнаружено К. Рентгеном в 1895 году. Оно представляет собой электромагнитное излучение, занимающее спектральную область между γ - и УФ-излучением в диапазоне длин волн λ от 10^{-12} до 10^{-7} м.

Границы этого диапазона несколько условны, т.к. длинноволновое рентгеновское излучение перекрывается с коротковолновым ультрафиолетовым, а коротковолновое – с длинноволновым гамма-излучением. Рентгеновские лучи коротких длин волн называют жесткими, а длинноволновые – мягкими. Для измерения длины волны рентгеновского излучения иногда используется внесистемная единица длины – ангстрем: $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м} = 10^{-8} \text{ см} = 0,1 \text{ нм}$.

1.1 Тормозное рентгеновское излучение

Согласно законам электродинамики, при торможении любого движущегося электрического заряда возникает электромагнитное излучение. Причем частота этого излучения тем больше, чем больше отрицательное ускорение движущего заряда. Если заряженная частица обладает большой кинетической энергией и испытывает резкое торможение, то возникает электромагнитное излучение рентгеновского диапазона. Рентгеновские лучи возникают при бомбардировке твердых мишеней электронами, разогнанными электрическим полем до высоких скоростей. Рентгеновская трубка (см. рисунок 1.1) представляет собой вакуумированный баллон с несколькими электродами.

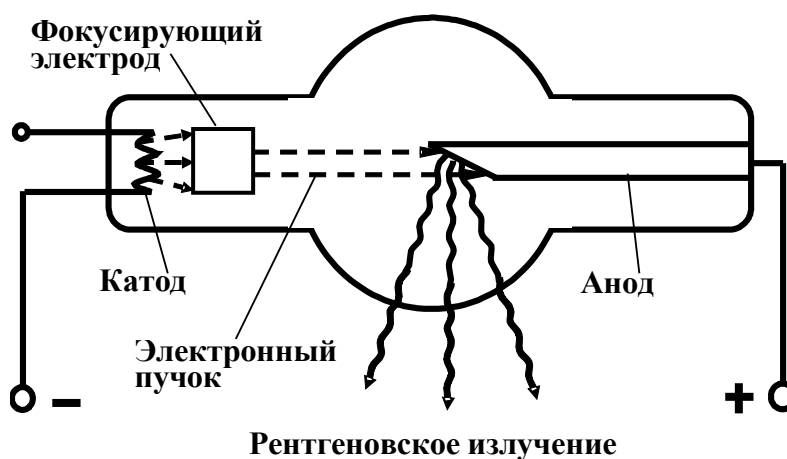


Рисунок 1.1 – Схема рентгеновской трубки

Катод нагревается электрическим током и за счет термоэлектронной эмиссии является источником электронов. Посредством специального электрода осуществляется фокусировка электронного пучка. Между катодом и анодом (его называют также антикатодом) создается электрическое поле высокой напряженности, которое сообщает электронам большую

кинетическую энергию. Ускоренные электроны бомбардируют металлический анод. Атомы анода, возбуждаемые электронным ударом, и электроны, теряющие кинетическую энергию при торможении в веществе, испускают рентгеновское излучение. Спектр излучения электронов (тормозное излучение) сплошной. Рентгеновский спектр излучения атомов состоит из отдельных узких спектральных линий, такое излучение называется характеристическим. Характеристическое излучение на фоне тормозного появляется только при достаточно больших значениях ускоряющего напряжения. Особенности характеристического излучения будут рассмотрены ниже.

В энергию излучаемых рентгеновских лучей переходит только несколько процентов кинетической энергии электронов, попавших на анод. Остальная энергия выделяется на аноде в виде тепла. Аноды рентгеновских трубок изготавливаются из тяжелых тугоплавких металлов. В мощных трубках их охлаждают водой или маслом, которые циркулируют по специальным каналам в аноде.

Тормозное рентгеновское излучение возникает при напряжении на трубке порядка $\sim 10^4$ В. При меньших напряжениях преобладающими процессами при столкновении электрона с атомами являются процессы теплового возбуждения и ионизации, и рентгеновское излучение отсутствует.

Итак, тормозное рентгеновское излучение испускают электроны при их торможении в электрическом поле. Его свойства не зависят от вещества анода рентгеновской трубки. Согласно законам классической электродинамики, тормозное излучение, как и видимый белый свет, должно иметь сплошной спектр, поэтому его иногда называют “белым излучением”. В спектре этого излучения должны присутствовать все длины волн от нуля до бесконечности.

Опишем возникновение тормозного рентгеновского излучения количественно. Электрон массы m с зарядом e , движущийся со скоростью V , приобретает свою кинетическую энергию в электрическом поле под действием разности потенциалов U между катодом и анодом:

$$\frac{mV^2}{2} = eU. \quad (1.1)$$

При торможении электронов в материале анода эта кинетическая энергия переходит в энергию кванта излучения $h\nu$ (h – постоянная Планка, ν – частота) и тепло Q :

$$eU = h\nu + Q. \quad (1.2)$$

Для одного электрона невозможно предсказать, куда перейдет его энергия – в излучение или в тепло, это процесс случайный. В потоке электронов, ускоренных напряжением U , некоторая часть их энергии, выделяющейся при торможении на аноде, переходит в энергию квантов

тормозного рентгеновского излучения. Поскольку соотношение между слагаемыми правой части формулы (1.2) $h\nu$ и Q случайно, то в возникающем излучении наблюдаются самые разные частоты – спектр тормозного рентгеновского излучения сплошной. В этом спектре для каждого значения напряжения U существует коротковолновая граница, определяющая максимально возможную частоту рентгеновских квантов (минимальную длину волны). Зная величину напряжения U , легко рассчитать численное значение минимальной длины волны $\lambda_{\min}$ в спектре рентгеновского излучения. Для этого в формуле (1.2) для некоторого количества электронов примем $Q=0$ (т.е. вся энергия этих электронов переходит в излучение). Тогда:

$$h\nu_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}} = eU, \quad (1.3)$$

откуда

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU}, \quad (1.4)$$

где c - скорость света в вакууме.

Подставив в формулу (1.4) значение напряжения в вольтах и значения постоянных в СИ, определим коротковолновую границу тормозного излучения $\lambda_{\min}$ в метрах.

Если определять $\lambda_{\min}$ в ангстремах, а напряжение U – в киловольтах, то формула (1.4) приобретает более простой и удобный для практического использования вид:

$$\lambda_{\min} = \frac{12,4}{U}. \quad (1.5)$$

Полученные в опытах спектры тормозного рентгеновского излучения при различных напряжениях на рентгеновской трубке U представлены на рисунке 1.2. По оси ординат отложена величина Φ_{λ} – спектральная плотность потока тормозного рентгеновского излучения, то есть отношение энергии, излучаемой в узком интервале длин волн с единицы площади за единицу времени, к ширине этого интервала.

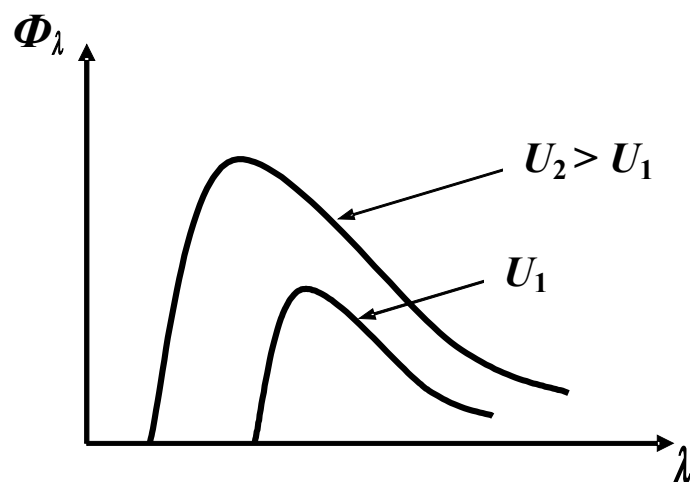


Рисунок 1.2 – Спектральные интенсивности тормозного излучения при различных напряжениях на рентгеновской трубке U

В сторону длинных волн кривые интенсивности спадают полого, асимптотически приближаясь к нулю с увеличением длины волны. Со стороны коротких волн кривые интенсивности резко обрываются при значениях длин волн $\lambda_{\min}$, соответствующих коротковолновой границе сплошного рентгеновского излучения. Опыты показали, что величина $\lambda_{\min}$ обратно пропорциональна напряжению на рентгеновской трубке U , что полностью соответствует формулам (1.4) и (1.5). Согласно этим формулам, с повышением напряжения между анодом и катодом рентгеновской трубки ($U_2 > U_1$) минимальная длина волны в спектре тормозного рентгеновского излучения уменьшается – излучение становится более жестким, – отсюда и следует способ регулировки жесткости излучения в рентгеновских аппаратах.

Общий поток рентгеновского излучения Φ с единицы площади (на графиках рисунка 1.2 – вся площадь, ограниченная соответствующими кривыми и осью абсцисс) может быть рассчитан по формуле:

$$\Phi = k \cdot Z \cdot I \cdot U^2, \quad (1.6)$$

где I и U – соответственно сила тока и напряжение на рентгеновской трубке,

Z – номер атомов вещества анода в периодической системе элементов,
 k – коэффициент пропорциональности.

При фиксированном напряжении U сила тока в рентгеновской трубке может быть изменена за счет изменения тока накала катода. С его увеличением температура катода увеличивается, что приводит к увеличению числа электронов, покидающих катод за счет термоэлектронной эмиссии. При этом жесткость излучения не изменяется. Таким образом, регулировка интенсивности излучения в рентгеновских аппаратах осуществляется путем изменения величины тока накала катода.

1.2 Характеристическое рентгеновское излучение

Начиная с определенных значений напряжения на рентгеновской трубке на фоне сплошного спектра рентгеновского излучения появляются резкие линии. Возникновение этого линейного спектра не может быть объяснено тормозными эффектами. Такое излучение называется характеристическим и состоит из закономерно расположенных достаточно узких спектральных линий. Их длины волн зависят исключительно от материала анода рентгеновской трубки. Характеристическое излучение напоминает линейчатый спектр газов в оптической области.

Прежде чем перейти к рассмотрению характеристического рентгеновского излучения, вспомним строение сложных атомов. Для этого необходимо обратиться к периодической системе элементов Менделеева, которая была объяснена Бором в 1922 году на основе созданной им теории строения атома. Оказалось, что в основе систематики химических элементов лежит заряд ядра атома Z (в единицах элементарного заряда e). Число Z определяет номер химического элемента в периодической системе. Заряд ядра численно равен числу электронов в электронной оболочке, окружающей ядро нейтрального атома.

Согласно существующей ныне теории, электронная оболочка сложного атома состоит из ряда электронных слоев, которые обозначаются прописными буквами латинского алфавита K, L, M, N, O и т.д. Энергии электронов, принадлежащих одному слою, отличаются незначительно, поэтому при простейшем рассмотрении этим отличием пренебрегают и считают, что каждому слою соответствует определенное значение энергии электрона. Химические свойства элемента определяются тем, сколько электронов находится на внешнем электронном слое данного атома. При увеличении порядкового номера элемента в таблице Менделеева происходит постепенное заполнение электронных слоев, начиная со слоя K.

В квантовой механике показывается, что число электронов, находящихся на данном слое, не может превышать определенной величины. Так на K-слое может находиться не более 2 электронов, на L- и M-слоях – не более 8 электронов, на N- и O-слоях – не более 18 электронов. Этим и объясняется то, что в первом периоде таблицы Менделеева находится два элемента, во втором и третьем периодах – по 8 элементов, в четвертом и пятом периодах – по 18 элементов и т.д.

Характеристическое излучение возникает при переходе электрона с одного внутреннего слоя на другой. Однако все внутренние слои сложных атомов полностью заполнены. Следовательно, для возникновения характеристического излучения необходимо, чтобы на каком-либо внутреннем слое отсутствовал электрон. Такая вакансия может образоваться за счет выбивания электрона с какого-либо внутреннего слоя (например, K-) электроном, ускоренным в рентгеновской трубке. Имеющие большую энергию электроны, бомбардирующие анод, преодолевают кулоновские силы отталкивания от наружных электронных оболочек атомов вещества анода и

взаимодействуют с электронами, заполняющими внутренние оболочки. Происходит высвобождение электрона, находящегося на внутренней оболочке. Этот эффект называется внутренней ионизацией или эффектом Оже. Доказывается, что состояние атома с вакансией на внутреннем слое неустойчиво. Электрон одного из внешних слоев (например, L-) может заполнить эту вакансию, и атом при этом перейдет в конечное состояние с меньшей энергией, испуская избыток энергии в виде фотона характеристического излучения. Но в этом случае вакантным для электрона окажется состояние на L-слое. Следовательно, в это состояние перейдет электрон со слоя M и т.д. Поэтому характеристическое излучение всегда содержит набор спектральных линий. Все возможные переходы электрона с вышележащих слоев на K-слой образуют K-серию, на L-слой – L-серию и т.д. Спектральные линии в каждой серии, имеющие минимальную длину волны, обозначаются индексом α , следующие за ними – индексом β и т.д.

Таким образом, возникающее характеристическое рентгеновское излучение обусловлено электронными переходами во внутренних оболочках атомов. Напомним, что спектры излучения оптического диапазона обусловлены переходами валентных электронов из одного состояния в другое. Линейчатый спектр характеристического излучения представляется в виде серий. K-серия определяется переходами электронов с более удаленных от ядра оболочек на K-оболочку, L-серия – на L-оболочку и т.д. На рисунке 3.5 представлена упрощенная схема энергетических уровней сложного атома и показаны некоторые переходы электронов, соответствующие K- и L-сериям.

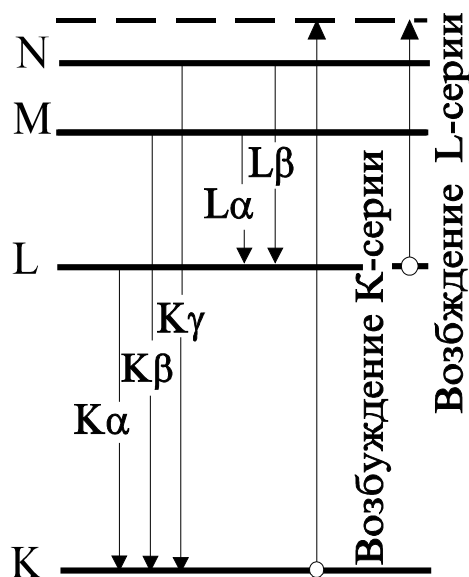


Рисунок 1.3 – Схема энергетических уровней сложного атома и переходы электронов, соответствующие K- и L-сериям

На рисунке 1.4 представлен спектр рентгеновского излучения для вольфрамового анода, в котором на фоне сплошного спектра тормозного излучения видны линии характеристического излучения.

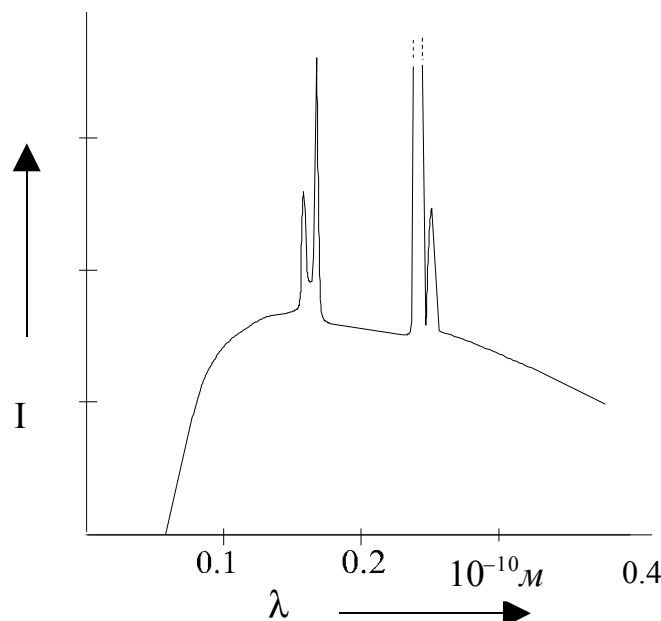


Рисунок 1.4 – Спектр рентгеновского излучения для вольфрамового анода рентгеновской трубки

Частота ω рентгеновского фотона определяется по формуле, аналогичной обобщенной формуле Бальмера для видимого света, в которую включены некоторые поправки:

$$\omega = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (1.7)$$

где σ – постоянная, учитывающая влияние на отдельный электрон всех остальных электронов атома. Для каждой серии значение σ имеет определенное значение, так для К-серии $\sigma=1$, для L-серии $\sigma=7,5$.

Очевидно, что при фиксированных значениях квантовых чисел m и n для разных химических элементов, из которых изготовлен анод рентгеновской трубки, частота рентгеновского фотона пропорциональна $(Z-\sigma)^2$, т.е. зависит от порядкового номера элемента Z и увеличивается с его возрастанием. Такая зависимость носит название закона Мозли (по имени ученого, экспериментально установившего этот закон в 1913 г.).

Закон Мозли принято записывать в виде

$$\sqrt{\omega} = a(Z - \sigma), \quad (1.8)$$

где коэффициент a постоянен для данной линии ($\alpha, \beta, \gamma, \dots$) данной серии (K, L, M, ...). Закон Мозли позволяет идентифицировать химические элементы, входящие в состав того или иного вещества.

В отличие от оптических спектров, вид которых зависит от состава химического соединения, куда входят атомы определенного элемента, характеристические рентгеновские спектры атомов не зависят от их ”окружения”. Для данных атомов они всегда одинаковы.

1.3 Первичные физические эффекты, возникающие при взаимодействии рентгеновского излучения с веществом

Рассмотрим взаимодействие квантов рентгеновского излучения с атомами и молекулами вещества, в котором они распространяются. Очевидно, что результат этого взаимодействия, в первую очередь, зависит от энергии кванта и здесь принято выделять следующие случаи.

1) Энергия кванта меньше энергии ионизации атома ($h\nu < A_{и}$). Тогда на атомах вещества происходит рассеяние квантов без изменения их частоты. (см. рисунок 1.5 а). Такое взаимодействие называется когерентным рассеянием. Оно характерно для длинноволнового (мягкого) рентгеновского излучения. Когерентное рассеяние приводит к изменению структуры падающего пучка рентгеновских лучей: если падающий на вещество пучок был параллельным, то появляются кванты, распространяющиеся по различным направлениям, подвергаясь частичному или полному поглощению веществом.

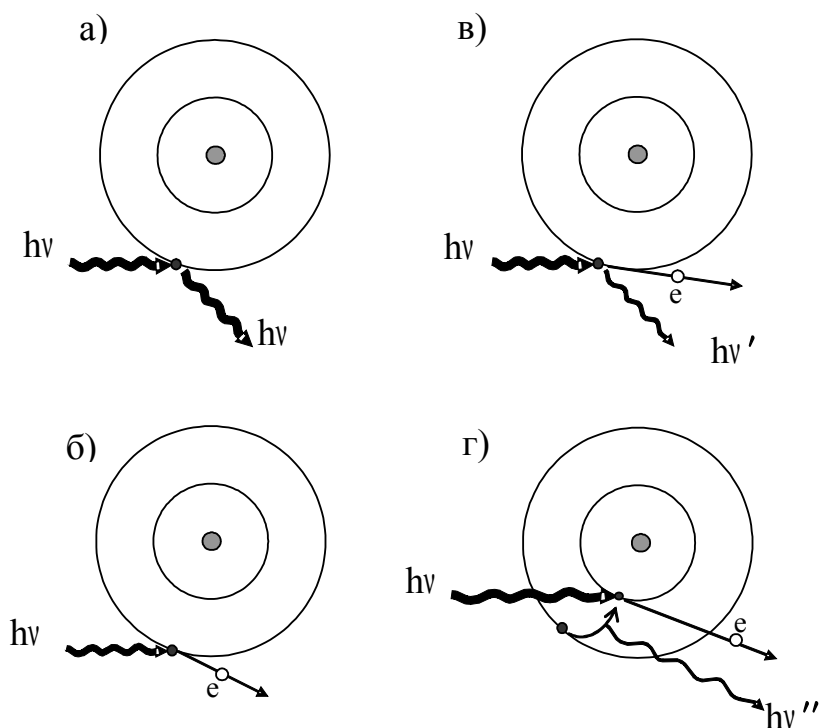


Рисунок 1.5 – Схемы взаимодействия рентгеновского излучения с веществом

2) Энергия кванта превышает энергию ионизации ($h\nu \geq A_{и}$). В этом случае электрон отрывается от атома и приобретает некоторую кинетическую энергию – происходит фотоэффект (см. рисунок 1.5 б). В результате фотоэффекта поглощенная энергия рентгеновского кванта вызывает ионизацию вещества и возбуждение атомов и молекул.

3) Энергия кванта значительно превышает энергию ионизации ($h\nu \gg A_{и}$). Часть энергии $h\nu$ падающего кванта идет на вырывание электрона

из электронной оболочки атома вещества, а другая – на образование фотона меньшей энергии $h\nu'$ и другого направления распространения, а также на сообщение оторванному или свободному электрону кинетической энергии E_k :

$$h\nu = A_u + h\nu' + E_k. \quad (1.9)$$

Это явление называется эффектом Комптона, а рассеяние рентгеновского излучения с изменением длины волны – некогерентным рассеянием (см. рисунок 1.5 в). Получившие кинетическую энергию электроны отдачи могут ионизировать соседние атомы вещества путем соударения.

Отмеченные первичные акты взаимодействия рентгеновского излучения с веществом могут порождать ряд вторичных процессов. В частности, возбуждение атомов и молекул вызывает рентгенолюминесценцию, что используется для создания люминесцирующих экранов, позволяющих наблюдать рентгеновское изображение. Если при фотоэффекте наблюдается отрыв электронов с внутренних оболочек атомов, то возникает характеристическое рентгеновское излучение (рисунок 1.5 г).

Таким образом, жесткие рентгеновские лучи за счет эффекта Комптона, происходящего независимо и параллельно с ним фотоэффекта и вторичных процессов вызывают значительную ионизацию вещества, с которым они взаимодействуют.

В итоге, при воздействии рентгеновского излучения на биологические ткани в них возникают сильные структурные и функциональные изменения.

1.4 Закон ослабления рентгеновского излучения в веществе

Рассмотренные выше первичные эффекты взаимодействия рентгеновского излучения с веществом приводят к тому, что при прохождении через слой вещества интенсивность излучения уменьшается. Ее ослабление происходит за счет двух процессов: поглощения, когда энергия рентгеновских квантов растрачивается на структурные перестройки в веществе (кванты прекращают свое существование), и рассеяния, когда рентгеновские кванты изменяют свое первичное направление распространения (см. рисунок 1.5). Так, если на слой вещества падает параллельный пучок рентгеновских лучей с интенсивностью I_0 , то при прохождении слоя вещества толщиной x интенсивность излучения, распространяющегося в прежнем направлении, принимает значение I . Ослабление происходит по тому же экспоненциальному закону, что и для световых лучей:

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (1.10)$$

где μ – линейный показатель ослабления, характеризующий убыль интенсивности рентгеновских лучей за счет поглощения (μ_n) и рассеяния (μ_p) на единице толщины слоя:

$$\mu = \mu_n + \mu_p. \quad (1.11)$$

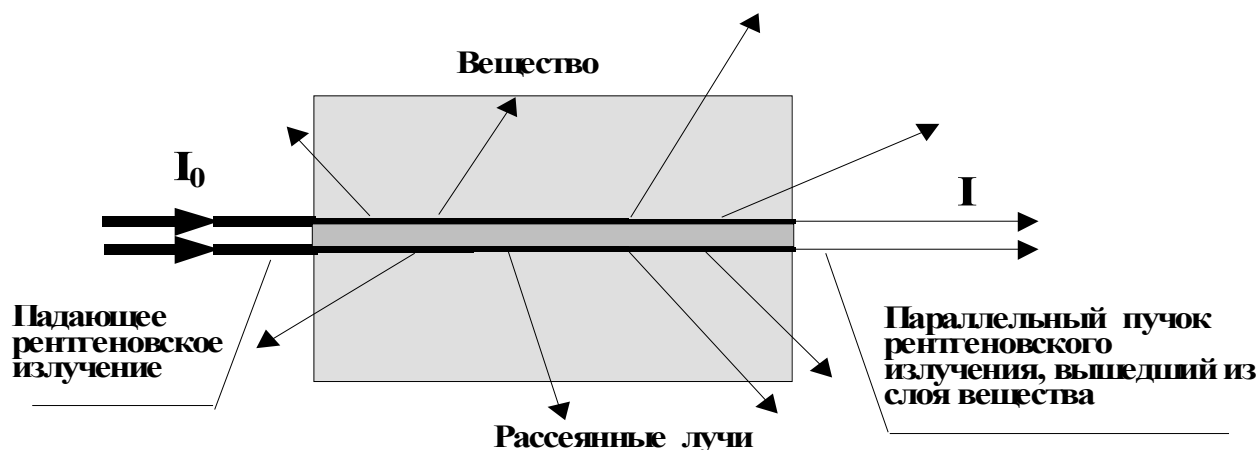


Рисунок 1.6 – Прохождение рентгеновского излучения через слой вещества

Наряду с линейным показателем используют также массовый показатель ослабления (μ_m), представляющий собой отношение линейного показателя к плотности ρ вещества:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}. \quad (1.12)$$

При рассмотрении закономерностей ослабления потока тормозного рентгеновского излучения в веществе следует учесть, что в этом излучении содержатся кванты различной энергии. Следовательно, они обладают различной проникающей способностью. Коэффициент μ в формуле (1.10) является постоянным для данного вещества лишь для моноэнергетического рентгеновского излучения (определенной длины волны). При использовании формулы (1.10) в случае потока рентгеновских фотонов с различными энергиями вводят некоторый эффектный показатель ослабления $\mu_{эф}$.

Для качественной оценки проникающей способности рентгеновского излучения на практике используется понятие слоя половинного ослабления. Это такая толщина слоя поглотителя, которая ослабляет интенсивность падающего излучения в два раза. На рисунке 1.7 слой половинного ослабления ($d_{1/2}$) проиллюстрирован на графике зависимости интенсивности рентгеновского излучения I от толщины слоя x вещества, через которое оно проходит. Связь между слоем половинного ослабления и показателем ослабления μ может быть легко установлена аналитически. Если в формуле (1.10) $x=d_{1/2}$, то $I=I_0/2$. Тогда имеем следующее:

$$\frac{I_0}{2} = I_0 e^{-\mu d_{1/2}}, \quad (1.13)$$

откуда

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\mu}. \quad (1.14)$$

Например, слой половинного ослабления для рентгеновского

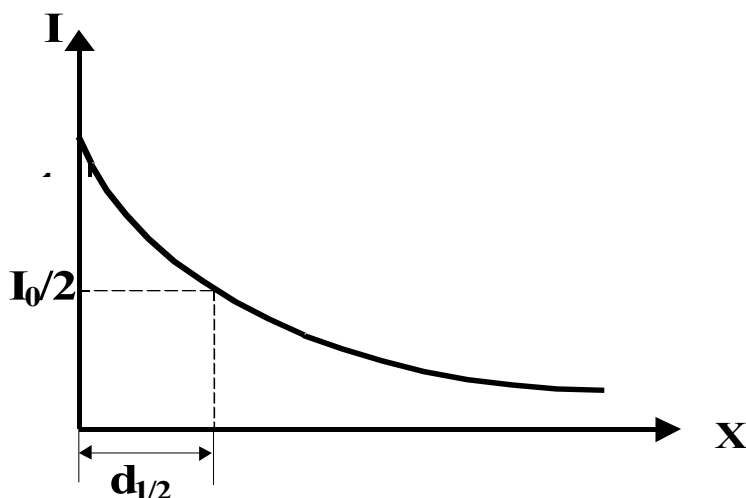


Рисунок 1.7 – График зависимости интенсивности рентгеновского излучения от толщины слоя вещества, через которое оно проходит

излучения при напряжении на рентгеновской трубке 60 кВ составляет 10 мм воды или 1 мм алюминия.

Когда излучение пройдет через слой половинного ослабления, его спектральный состав изменится – излучение станет более жестким, т.к. более короткие рентгеновские лучи обладают большей проникающей способностью, а мягкое излучение поглощается сильнее. Поэтому второй слой половинного ослабления окажется толще первого. Например, при указанных выше условиях для воды он составит уже 15,3 мм, а третий слой – 20 мм. Чем больше отличия слоев половинного ослабления, тем больше неоднородность спектрального состава излучения. Эффект фильтрации рентгеновского излучения используется для создания пучков квазимоноэнергетических рентгеновских лучей. Так, при напряжении на трубке 80 кВ и фильтре в виде пластинки алюминия толщиной 20 мм излучение становится почти моноэнергетическим. Слой половинного ослабления при этом составляет 7 мм алюминия.

1.5 Физические принципы рентгенодиагностики

Показатель поглощения рентгеновских лучей веществом сильно зависит от состава вещества и длины волны:

$$\mu_n = k\lambda^3 Z^3, \quad (1.15)$$

где k – коэффициент пропорциональности;

Z – атомный номер вещества-поглотителя;

λ – длина волны излучения.

Из-за различной структуры тканей и органов, составляющих тело человека, поглощение ими рентгеновских лучей различно. Поэтому при просвечивании рентгеновским излучением возникает теневое изображение внутренних органов, которое наблюдается на люминесцирующем экране или фиксируется на фотопленке. Для рентгенодиагностики используется излучение с энергией фотонов, при которой первичные процессы его взаимодействия с веществом определяются, в основном, фотоэффектом.

Из формулы (1.15) следует, что чем больше по своему химическому составу отличается морфологические структуры, образующие тело человека, тем более отчетливо их изображение на экране или фотопленке – велика разница в показателях поглощения. Так, изображение костей очень отчетливо проявляется на фоне изображения мышечной ткани. Сложнее в рентгенодиагностике различать изменения в структуре мягкой ткани. В этом случае показатели поглощения рентгеновского излучения для ее различных участков могут отличаться незначительно и выявление, например, очагов патологии затруднительно.

Рентгенодиагностика создает значительную лучевую нагрузку на организм, особенно при рентгеноскопии – когда изображение рассматривают на люминесцирующем экране. Это побуждает искать способы снижения дозы облучения за счет повышения разрешающей способности системы экран-глаз некоторыми особыми приемами.

Очевидно, что для получения четкого изображения на экране при сниженной (для уменьшения лучевой нагрузки) интенсивности рентгеновского излучения необходимо повышать чувствительность люминесцирующих экранов и фотоматериалов. Один из распространенных способов достижения этой цели состоит в применении специальных усиливающих экранов, которые поглощают рентгеновские лучи в десятки раз сильнее, чем фотографические эмульсии, и вызывают интенсивную люминесценцию экрана. Свет люминесценции почти полностью поглощается контактирующим с экраном фотоэмульсионным слоем фотопленки, который в десятки раз чувствительнее к видимому свету, чем к рентгеновским лучам. Поэтому при контактном фотографировании изображения с усиливающих экранов доза облучения пациента может быть снижена в десятки раз.

Следует отметить, что для фиксирования изображения – рентгенографии применяются не только фотопленки, в состав эмульсии которых входит дорогостоящее серебро. При ксерорентгенографии для получения изображения используют пластины, покрытые слоем материала (фотопроводника), который под действием света и рентгеновских лучей приобретает проводимость. Пластины сообщают электрический заряд в темноте, а затем используют в рентгенодиагностике вместо фотопленки. Под действием излучения в слое фотопроводника создается распределение электрических зарядов, соответствующее распределению интенсивности рентгеновского излучения, то есть возникает скрытое электростатическое изображение. Его проявляют заряженным порошком, переносят на бумагу

электрическим полем и закрепляют. На каждой пластине можно получать около 2000 снимков.

При ксерорентгенографии не происходит уменьшения дозы облучения по сравнению с обычной рентгенографией, однако, ее применение в ряде случаев вполне оправдано – некоторое увеличение лучевых нагрузок допускается, если при этом увеличивается объем диагностической информации и в экстренных ситуациях ускоряется ее получение.

Существенное снижение дозы облучения при рентгенодиагностике и расширение диагностических возможностей достигается за счет применения усилителей рентгеновского изображения и телевизионных систем.

В упрощенном виде принцип усиления рентгеновского изображения проиллюстрирован на рисунке 1.8. Рентгеновское излучение, проходя через объект исследования, попадает на входной рентгеновский экран, на котором за счет люминесценции возникает световое изображение. За экраном располагается рентгеновский электронно-оптический преобразователь, который преобразует оптическое изображение в электронное: под действием света, попадающего на фотокатод преобразователя, выбиваются электроны, которые ускоряются электрическим полем, фокусируются специальной электростатической системой и попадают на выходной экран преобразователя.

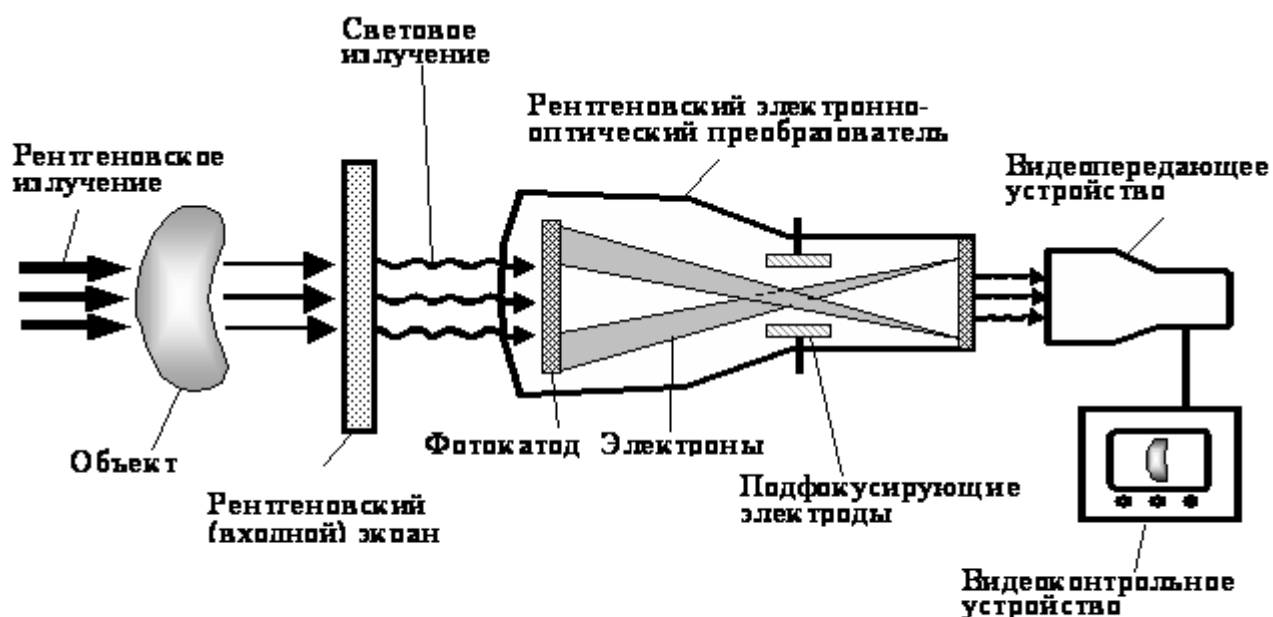


Рисунок 1.8 – Схема получения и усиления рентгеновского изображения

В результате на выходном экране (опять же за счет люминесценции) возникает уменьшенное световое изображение объекта, яркость которого в тысячи раз превосходит яркость изображения на обычном экране для рентгеноскопии. Это обусловлено как ускорением электронов, так и уменьшением размеров изображения.

Усиленное по яркости изображение можно наблюдать визуально. Однако, чаще всего его подвергают дальнейшему преобразованию, используя для этого телевизионную систему. На экране видеоконтрольного устройства изображение рассматриваемого объекта воспроизводится в натуральную величину.

Использование электронно-оптических преобразователей и телевизионной техники позволяет не только снизить дозу облучения пациента, но и предоставляет ряд преимуществ перед прямым наблюдением: появляется возможность изменять контраст и яркость изображения, записывать его на видеомagnetофон, воспроизводить сразу на нескольких видеоконтрольных устройствах, создать более благоприятные условия для работы рентгенолога и др.

Важной задачей рентгенодиагностики является получение не только изображения внутренних органов в целом, но и получение изображений его различных сечений. Для этого используется томография – методы рентгенологического исследования, заключающиеся в получении теневого изображения отдельных слоев исследуемого объекта, лежащих на разной глубине. Техническая реализация этих методов многообразна. Принцип томографии можно проиллюстрировать рисунком 1.9.

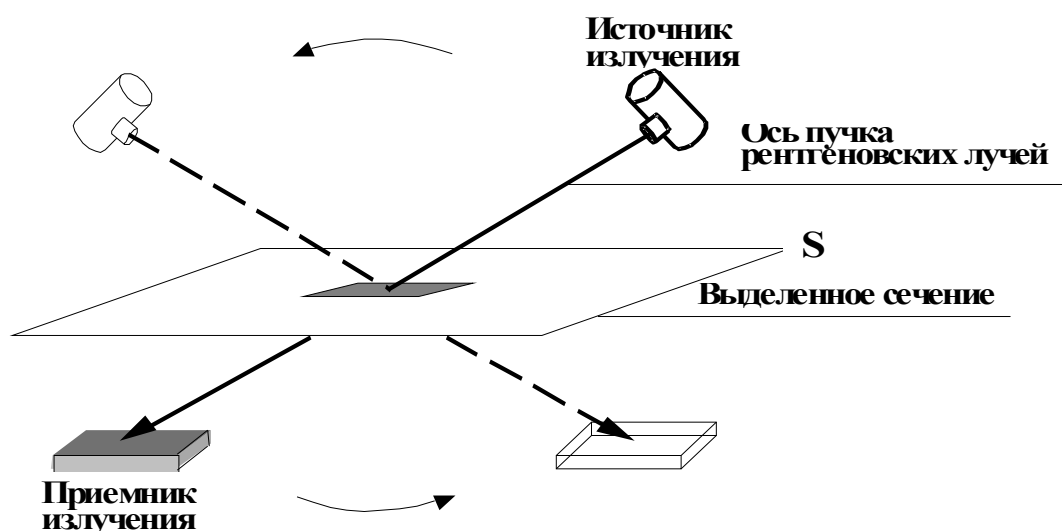


Рисунок 1.9 – Схема получения томографического изображения

Допустим, что требуется получить изображение некоторого участка, расположенного на сечении S в глубине объекта. Пусть источник и приемник рентгеновского излучения синхронно перемещаются относительно центра вращения, расположенного на сечении S. Тогда происходит «размазывание» теневых изображений слоев, лежащих выше и ниже плоскости, в которой лежит центр вращения – эти слои засвечиваются излучением в течение весьма короткого времени. Сечение же, содержащее центр вращения подвергается засветке существенно большее время и за счет этого на фотопленке возникает его четкое изображение. Изменяя положение общего

центра, относительно которого перемещаются источник и приемник, получают изображение другого сечения и т.д.

Развитие томографических методов рентгеновского исследования привело к созданию вычислительной или компьютерной рентгеновской томографии. Ее принципиальное отличие от традиционных теневого методов рентгенодиагностики состоит в том, что изображение сечений органов создается путем компьютерной обработки электрических сигналов, возникающих при попадании рентгеновских лучей на чувствительные детекторы. Один из многообразных приемов просвечивания и детектирования излучения для такого исследования показан на рисунке 1.10.

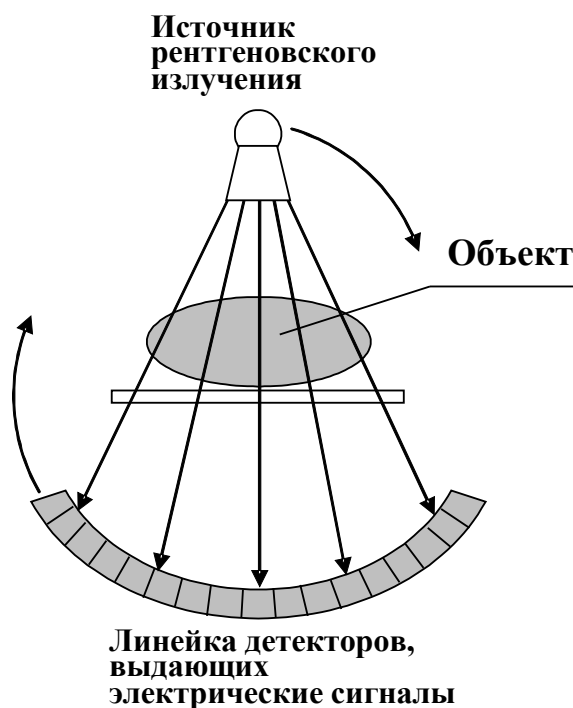


Рисунок 1.10 – Схема проведения компьютерной рентгеновской томографии

Расходящийся веерный пучок рентгеновских лучей, проходя через объект, попадает на линейку детекторов, число которых достигает 300 и более – чем их больше, тем выше разрешающая способность метода. Система излучатель-детекторы непрерывно вращается, рентгеновское излучение включается импульсно и одновременно производится считывание сигнала со всех детекторов. При исследовании система совершает от половины до полного оборота и производит за это время 200-400 включений. Различия в электрических сигналах, поступающих на компьютерную обработку с отдельных детекторов, определяются разницей в показателях поглощения рентгеновских лучей на пути их распространения в исследуемом объекте.

Рентгеновская компьютерная томография позволяет получать послойное изображение органов при разнице показателей поглощения в 0,1% с деталями не менее 2 мм. Время исследования для получения одного сечения может достигать нескольких секунд.

1.6 Контрольные вопросы

- 1) Излучение с какими длинами волн и с какой энергией относят к рентгеновскому диапазону?
- 2) Как получают рентгеновское излучение?
- 3) Что такое тормозное рентгеновское излучение?
- 4) Что такое характеристическое рентгеновское излучение?
- 5) Что такое спектр электромагнитного излучения?
- 6) Почему тормозное рентгеновское излучение имеет сплошной спектр, а характеристическое – линейчатый?
- 7) Опишите механизм возникновения тормозного рентгеновского излучения.
- 8) Опишите механизм возникновения характеристического рентгеновского излучения.
- 9) Какими величинами характеризуют рентгеновское излучение?
- 10) Как устроена и работает электронная рентгеновская трубка?
- 11) Как осуществляется регулировка интенсивности и жесткости рентгеновского излучения в рентгеновских аппаратах?
- 12) Какое излучение будет более жестким: рентгеновское, возникающее при напряжении 150 кВ на трубке, или гамма-излучение с энергией кванта 0,074 МэВ?
- 13) Сравните спектры теплового излучения и тормозного рентгеновского излучения. В чем их сходство и различия?
- 14) Каковы различия в механизмах образования оптических спектров атомов и спектров, характеристического рентгеновского излучения?
- 15) Линии К-серии спектра характеристического излучения для вольфрама начинают проявляться, начиная с напряжения на трубке, примерно равным 70 кВ, а при меньших напряжениях они не возникают. С чем это связано?
- 16) Почему жесткое рентгеновское излучение (которое в меньшей степени поглощается веществом) более вредно по своему биологическому действию, чем мягкое?
- 17) Сравните физические принципы ультразвуковой и рентгеновской диагностики.
- 18) За счет чего снижаются дозы облучения пациента при использовании в рентгенодиагностике усиливающих экранов, электронно-оптических преобразователей и телевизионных систем?
- 19) Что служит детектором рентгеновского излучения в рентгеновской компьютерной томографии? Какова роль ЭВМ в реконструкции рентгеновского изображения?

1.7 Примеры решения задач

- 1) Вычислить толщину слоя половинного ослабления $d_{1/2}$ параллельного пучка рентгеновского излучения для воды, если линейный коэффициент ослабления $\mu = 0,047 \text{ см}^{-1}$.

Решение:

В соответствии с формулой (1.14), толщина слоя половинного ослабления обратно пропорциональна линейному коэффициенту ослабления:

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\mu}.$$

Подставив в эту формулу значение $\mu = 0,047 \text{ см}^{-1}$, найдем:

$$d_{1/2} = 14,7 \text{ см}.$$

Таким образом, слой воды толщиной в 14,7 см снижает интенсивность рентгеновского излучения в два раза.

2) Рентгеновское (тормозное) излучение возникает при бомбардировке быстрыми электронами металлического анода рентгеновской трубки. Определите длину волны коротковолновой границы спектра тормозного излучения, если скорость электронов равна $V = 0,4 c$.

Решение:

Коротковолновая граница тормозного рентгеновского спектра соответствует переходу всей кинетической энергии электрона в излучение при столкновении с атомом анода. В результате возникает квант рентгеновского излучения. Максимальная энергия кванта равна кинетической энергии электрона E_k :

$$E_k = h\nu = \frac{hc}{\lambda_0},$$

где $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ – постоянная Планка, λ_0 – длина волны коротковолновой границы рентгеновского спектра.

Так как скорость электронов сравнима со скоростью света c , необходимо использовать релятивистскую формулу для кинетической энергии:

$$E_k = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} - m_0 c^2 = m c^2 (\gamma - 1),$$

где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ – релятивистский параметр;

m – масса электрона.

Подстановка числовых значений в эти формулы дает $E_k = 7,4 \cdot 10^{-15} \text{ Дж} = 4,6 \cdot 10^4 \text{ эВ}$.

Значение E_k , выраженное в электрон-вольтах, показывает, что между катодом и анодом рентгеновской трубки было создано напряжение 46 кВ. Теперь можно определить длину волны λ_0 :

$$\lambda_0 = \frac{hc}{E_k} = 2,7 \cdot 10^{-11} \text{ м} = 2,7 \cdot 10^{-2} \text{ нм}.$$

Расчет кинетической энергии по нерелятивистской формуле $E_k = \frac{m_0 V^2}{2}$ приводит к значению $\lambda_0 = 3,0 \cdot 10^{-11} \text{ м}$.

3) Электроны в рентгеновской трубке ускоряются разностью потенциалов $U = 10,0 \text{ кВ}$. При соударении электронов с мишенью возникают рентгеновские фотоны. Определите:

- минимальную длину волны $\lambda_{\min}$ фотона,
- под каким углом θ должен рассеяться фотон с $\lambda = \lambda_{\min}$, чтобы длина волны рассеянного фотона увеличилась на 1,0%?

Решение:

Фотоны, возникающие в рентгеновской трубке, обладают максимальной энергией в том случае, когда вся кинетическая энергия электрона передается одному фотону:

$$eU = h\nu = \frac{hc}{\lambda_{\min}}.$$

Отсюда следует:

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU} = 1,24 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 0,124 \text{ нм}.$$

Согласно формуле Комптона, фотон, испытывающий рассеяние на свободном электроне под углом θ , изменяет длину волны на величину $\Delta\lambda$, равную

$$\Delta\lambda = \lambda_k (1 - \cos\theta),$$

где $\lambda_k = \frac{h}{mc} = 2,426 \cdot 10^{-3} \text{ нм}$ – комптоновская длина волны. По условию данной задачи $\lambda = 0,01$, $\lambda_{\min} = 1,24 \cdot 10^{-12} \text{ м}$. Поэтому

$$\cos\theta = \frac{\lambda_k - \Delta\lambda}{\lambda_k}; \theta \approx 60^\circ.$$

Более точный расчет дает значение $\theta = 60,7^\circ$.

4) Фотон с энергией $E_\gamma = 2mc^2$, где m – масса электрона, при рассеянии на свободном электроне теряет половину своей энергии. Найдите угол разлета α между рассеянным фотоном и электроном отдачи.

Решение:

Полная энергия фотона и электрона до столкновения равна

$$E_\gamma + mc^2 = 3mc^2.$$

После столкновения электрон приобретает импульс p_e , и его полная энергия становится равной

$$\sqrt{p_e^2 c^2 + m^2 c^4}.$$

По условию задачи, энергия рассеянного фотона равна

$$\frac{E_\gamma}{2} = mc^2.$$

Импульс рассеянного электрона может быть найден из закона сохранения энергии:

$$\sqrt{p_e^2 c^2 + m^2 c^4} + mc^2 = 3mc^2.$$

Отсюда следует, что

$$p_e = \sqrt{3} mc.$$

Поскольку импульсы падающего и рассеянного фотонов равны соответственно

$$p_0 = \frac{E_\gamma}{c} = 2mc,$$

$$p = \frac{E_\gamma}{2c} = mc,$$

то модули импульсов падающего фотона, электрона отдачи и рассеянного фотона относятся как $2:\sqrt{3}:1$ (см диаграмму импульсов на рисунке 1.11).

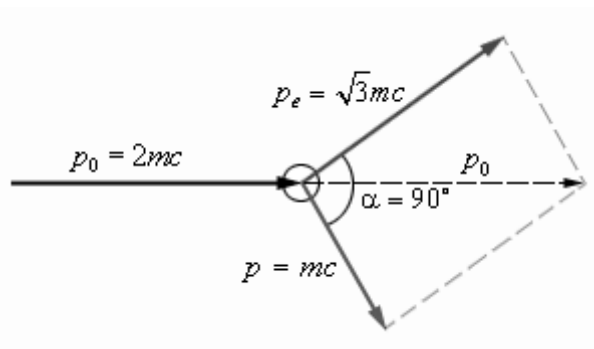


Рисунок 1.11 – К решению задачи 4

Такое соотношение импульсов p_0 , p_e и p соответствует углу разлета $\alpha = 90^\circ$.

5) Какова наиболее короткая длина волны рентгеновского излучения, испускаемая экраном телевизионной трубки под действием пучка

электронов, обеспечивающего изображение? Напряжение на телевизионной трубке $U=10$ кВ.

Решение:

Возникающее на экране тормозное рентгеновское излучение имеет коротковолновую границу, которая определяется энергией падающих электронов:

$$hc/\lambda = eU,$$

где λ – длина волны возникшего излучения,

U – потенциал, ускоряющий электроны. Следовательно,

$$\lambda = hc/eU.$$

Если потенциал брать в киловольтах, а длины волн получать в ангстремах, то

$$\lambda = 12,4/U.$$

Для нашего случая $\lambda = 12,4 / 10 = 1,24$ Å.

1.8 Задачи для самостоятельного решения

1) Напряжение на трубке цветного телевизора составляет 20 кВ. Найдите минимальную длину волны, возникающего тормозного рентгеновского излучения.

2) Во сколько раз максимальная энергия кванта рентгеновского тормозного излучения, возникающего при напряжении на трубке 80 кВ, больше энергии фотона, соответствующего зеленому свету с длиной волны 500 нм?

3) Определите минимальную длину волны в спектре излучения, возникающего в результате торможения на мишени электронов, ускоренных в бетатроне до энергии 60 МэВ.

4) Слой половинного ослабления монохроматического рентгеновского излучения в некотором веществе составляет 10 мм. Найдите коэффициент ослабления этого излучения в данном веществе.

5) Фотон с длиной волны $\lambda = 1$ нм рассеялся на свободном электроны под углом $\theta = 90^\circ$. Какую долю η своей энергии фотон передал электрону?

6) Узкий пучок монохроматического рентгеновского излучения падает на рассеивающее вещество. Оказалось, что длины волн λ'_1 и λ'_2 рассеянного под углами $\theta_1 = 60^\circ$ и $\theta_2 = 120^\circ$ излучения отличаются в $n = 1,5$ раза. Определить длину волны λ падающего излучения, предполагая, что рассеяние происходит на свободных электронах.

7) Фотон при эффекте Комптона на свободном электроны был рассеян под углом $\theta = 90^\circ$. Угол φ отдачи электрона составляет 30° . Определить энергию ε падающего фотона.

8) Найдите поток рентгеновского излучения при $U=10$ кВ, $I_a=1$ мА. Анод изготовлен из вольфрама.

2 Радиоактивность

Историю физики атомного ядра принято отсчитывать с 1896 г. В этом году Анри Беккерель сделал важное открытие: занимаясь изучением явления фосфоресценции, он обнаружил, что один из минералов, содержащих уран, обладает способностью засвечивать фотопластинки, даже если они завернуты в светонепроницаемую бумагу. Было ясно, что минерал испускает какое-то новое излучение, причем испускает самопроизвольно, в отличие, например, от рентгеновского излучения. Новое явление получило название радиоактивности. Через два года Пьер Кюри и Мария Склодовская-Кюри открыли радиоактивность тория и выделили два новых радиоактивных элемента – полоний и радий. Детальное экспериментальное изучение радиоактивного излучения было произведено Резерфордом. Он исследовал физические свойства лучей нового типа и показал, что радиоактивное излучение состоит из лучей трех типов, названных в дальнейшем α -, β - и γ -лучами.

То, что явление радиоактивности связано с процессами, происходящими в ядре атома, Резерфордом было понято после того, как он предложил ядерную модель атома в 1911 г. Но внутренняя структура атомного ядра долгие годы для физиков оставалась непознанной.

Позже исследователям удалось понять, что ядра ряда атомов (радионуклиды) подвержены самопроизвольным превращениям, в результате которых возникают ионизирующие излучения в виде квантов электромагнитной энергии и элементарных частиц. Эти излучения, взаимодействуя с биологическими тканями, оказывают сильное воздействие на биологические объекты, производя сильные структурные и функциональные изменения. Рассмотрению законов радиоактивности и их медико-биологическому применению посвящен данный раздел.

2.1 Состав и характеристики атомных ядер

В 1932 г. (после открытия неизвестной ранее частицы – нейтрона) была предложена модель строения атомного ядра, которая предполагала, что ядро состоит из элементарных частиц, называемых нуклонами, которые подразделяются на протоны и нейтроны. Протон (p) представляет собой ядро атома водорода. Он обладает положительным зарядом, равным по величине заряду электрона $e=1,602\cdot 10^{-19}$ Кл, и его масса $m_p=1,67262\cdot 10^{-27}$ кг = $1836,15\cdot m_e$, где m_e – масса электрона.

Нейтрон (n) электрически нейтрален, его масса равна $m_n=1,67493\cdot 10^{-27}$ кг = $1838,68\cdot m_e$. Поскольку масса частицы связана с ее полной энергией соотношением Эйнштейна $E=mc^2$, то в ядерной физике и радиационной медицине массу частиц принято выражать в единицах энергии, причем за единицу энергии принимается мегаэлектронвольт (МэВ). Напомним, что 1 электронвольт (эВ) – это энергия, которую приобретает электрон, пройдя ускоряющую разность потенциалов 1 В. В джоулях она численно равна заряду электрона в кулонах. Следовательно, $1 \text{ МэВ} = 1,6\cdot 10^{-19} \text{ Кл}\cdot 10^6 \text{ В} = 1,60218\cdot 10^{-13} \text{ Дж}$.

Применяется также единица массы, называемая атомной единицей массы (*а.е.м.*), равная 1/12 массы атома углерода, в состав ядра которого входят 6 протонов и 6 нейтронов: $1 \text{ а.е.м.} = 1,66057 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$. В этих единицах $m_p = 938,272331 \text{ МэВ} = 1,007276 \text{ а.е.м.}$ и $m_n = 939,56563 \text{ МэВ} = 1,00867 \text{ а.е.м.}$ ($1 \text{ а.е.м.} = 931 \text{ МэВ}$). Таким образом, масса нейтрона примерно на 0,001 *а.е.м.* (или на две электронные массы) превышает массу протона.

Свободный протон – стабильная частица, тогда как нейтрон в свободном состоянии распадается на протон, электрон и электронное антинейтрино (см. далее): $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$. Среднее время жизни свободного нейтрона порядка 15 минут. Внутри ядра протон не свободен и может вести себя тоже как составная частица, распадающаяся на нейтрон, позитрон и электронное нейтрино: $p \rightarrow n + e^+ + \nu$. Внутри ядра возможны оба процесса, и какая из частиц распадается – зависит от энергетических соотношений внутри ядра. Это обстоятельство и дает возможность рассматривать обе частицы – протон и нейтрон – как элементарные, взаимно превращающиеся друг в друга.

Согласно современным представлениям, нуклоны в ядре постоянно и быстро (в течение 10^{-23} с) обмениваются особыми частицами – виртуальными π -мезонами. Виртуальными их называют потому, что за краткостью времени их жизни они не могут быть обнаружены экспериментально.

Электрический заряд ядра q определяется числом протонов Z , входящих в состав ядра, и может быть определен по порядковому номеру элемента в таблице Менделеева (атомному номеру элемента):

$$q = Ze, \quad (2.1)$$

где $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ – положительный заряд протона. Число Z называется зарядовым числом.

Число нейтронов в ядре обозначают через N . Сумма числа протонов и числа нейтронов называется массовым числом ядра A :

$$A = Z + N, \quad (2.2)$$

Такое название это число получило потому, что произведение A на массу отдельного нуклона близко к массе ядра.

Ядра атомов принято обозначать символом ${}_Z^A X$, где X – символ химического элемента в таблице Менделеева, например, ${}_1^1 H$ – водород, ${}_7^{14} N$ – азот, ${}_{92}^{235} U$ – уран. Нижний индекс у элемента означает порядковый номер, верхний – массовое число.

Атомы с одинаковыми Z (т.е. атомы одного химического элемента), но различными N называются изотопами. Большинство химических элементов имеет несколько изотопов. Например, у водорода три изотопа: ${}_1^1 H$ – обычный водород или протий; ${}_1^2 H$ – тяжелый водород или дейтерий; ${}_1^3 H$ – сверхтяжелый водород или тритий, кислород имеет три изотопа – ${}_8^{16} O$, ${}_8^{17} O$,

$^{18}_8O$. Многие изотопы в природе не встречаются, но могут быть получены искусственным путем. Химические элементы в природных условиях обычно представляют собой смесь изотопов. Присутствие изотопов определяет значение атомной массы природного элемента в периодической таблице Менделеева. Так, например, относительная атомная масса природного углерода равна 12,011, а не 12.

Атомы с одинаковым массовым числом называются изобарами, например, $^{40}_{18}Ar$ и $^{40}_{20}Ca$.

Атомы с одинаковым числом нейтронов, но разным числом протонов, называют изотонами, например, $^{13}_6C$ и $^{14}_7N$.

В настоящее время известно около 1500 различных ядер. Около четверти этих ядер устойчивы, остальные радиоактивны. В природе встречаются элементы с Z от 1 до 92, исключая технеций (Tc , $Z=43$) и прометий (Pm , $Z=61$). Плутоний (Pu , $Z=94$) после получения его искусственным путем был обнаружен в ничтожных количествах в природных минералах. Остальные трансурановые (следующие за ураном) элементы с $Z=93\div 105$ получены только искусственным путем.

Размеры атомных ядер были оценены в опытах Резерфорда по изучению рассеяния нейтронов или электронов на ядрах, а также в ряде других экспериментов. Если ядро считать сферическим, то все методы определения его радиуса R (в метрах) приводят к приближенной формуле:

$$R = r_0 \cdot \sqrt[3]{A}, \quad (2.3)$$

где r_0 – постоянная, значения которой для тяжелых ядер, определенные различными методами, несколько отличаются, но все они лежат в пределах $r_0=(1,2\div 1,5)\cdot 10^{-15}m$. Из формулы (2.3) видно, что объем ядра пропорционален числу нуклонов в ядре A .

2.2 Дефект массы, энергия связи ядра, ядерные силы

Как показывает опыт, общая масса ядра всегда меньше суммы масс составляющих его нуклонов (имеется в виду масса покоя). Это обусловлено тем, что при объединении нуклонов в ядро выделяется определенное количество энергии – энергия образования ядра. Эта энергия численно равна энергии связи ядра $E_{св}$, которая измеряется минимальной работой, необходимой для того, чтобы полностью расщепить ядро массы $m_{я}$ на составляющие его нуклоны. Таким образом, энергия ядра меньше энергии системы невзаимодействующих нуклонов на величину, равную $E_{св}$. Согласно соотношению Эйнштейна, уменьшений энергии тела на ΔE сопровождается эквивалентным уменьшением массы тела на

$$\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2}, \quad (2.4)$$

где c – скорость света в вакууме,

$$\Delta m = (Zm_p + Nm_n) - m_{\text{я}}. \quad (2.5)$$

Величину Δm называют дефектом массы ядра. Таким образом, масса ядра меньше суммы масс составляющих его нуклонов и эта разница определяется величиной энергии связи.

Очевидно, что энергия связи ядра

$$E_{\text{св}} = (Zm_p + Nm_n - m_{\text{я}})c^2. \quad (2.6)$$

Следует заметить, что в таблицах приводятся не массы ядер, а массы нейтральных атомов. Поэтому для удобства вычислений формулу (2.6) целесообразно преобразовать так, чтобы в нее входили массы атомов. Для этого в правой части формулы (2.6) к выражению в скобках прибавим и вычтем массу Z электронов. Далее пренебрежем энергией связи этих электронов в Z атомах водорода и в атоме с номером Z . Тогда формула (2.6) перейдет в

$$E_{\text{св}} = (Zm_{\text{H}} + Nm_n - m_{\text{ам}})c^2. \quad (2.7)$$

где m_{H} – масса атома водорода,

$m_{\text{ам}}$ – масса атома с порядковым номером Z .

Если все массы в (2.7) выражены в атомных единицах массы, то, умножая правую часть (2.7) на $931 \text{ МэВ}/a.e.m.$, получим энергию связи, выраженную в МэВ .

Энергию связи, приходящуюся на один нуклон, называют удельной энергией связи $E_{\text{уд}}$:

$$E_{\text{уд}} = \frac{E_{\text{св}}}{A}. \quad (2.8)$$

Найдем, например, энергию связи нуклонов в ядре гелия ${}^4_2\text{He}$. Из таблиц находим, что масса атома гелия $m_{\text{ам}} = 4,00388 \text{ а.е.м.} = 3728,0 \text{ МэВ}$, $m_{\text{H}} = 1,00815 \text{ а.е.м.} = 938,7 \text{ МэВ}$, $m_n = 1,00867 \text{ а.е.м.} = 939,5 \text{ МэВ}$. Тогда удельная энергия связи для ядра гелия равна $E_{\text{уд}} = E_{\text{св}}/A = (2 \cdot 938,7 + 2 \cdot 939,5 - 3728,0)/4 \text{ МэВ} = 7,1 \text{ МэВ}$.

Зависимость удельной энергии связи от массового числа A приведена на рис. 2.1. Видно, что удельная энергия связи для легких ядер ($A \leq 12$) быстро возрастает с $1,1 \text{ МэВ/нуклон}$ для ${}^2_1\text{H}$ до $6 \div 7 \text{ МэВ/нуклон}$, претерпевая при этом ряд скачков, затем наблюдается более медленный рост до максимального значения $8,8 \text{ МэВ/нуклон}$ при $A=56$ (железо). С дальнейшим ростом массового числа A удельная энергия связи плавно уменьшается, для урана она составляет $7,5 \text{ МэВ/нуклон}$.

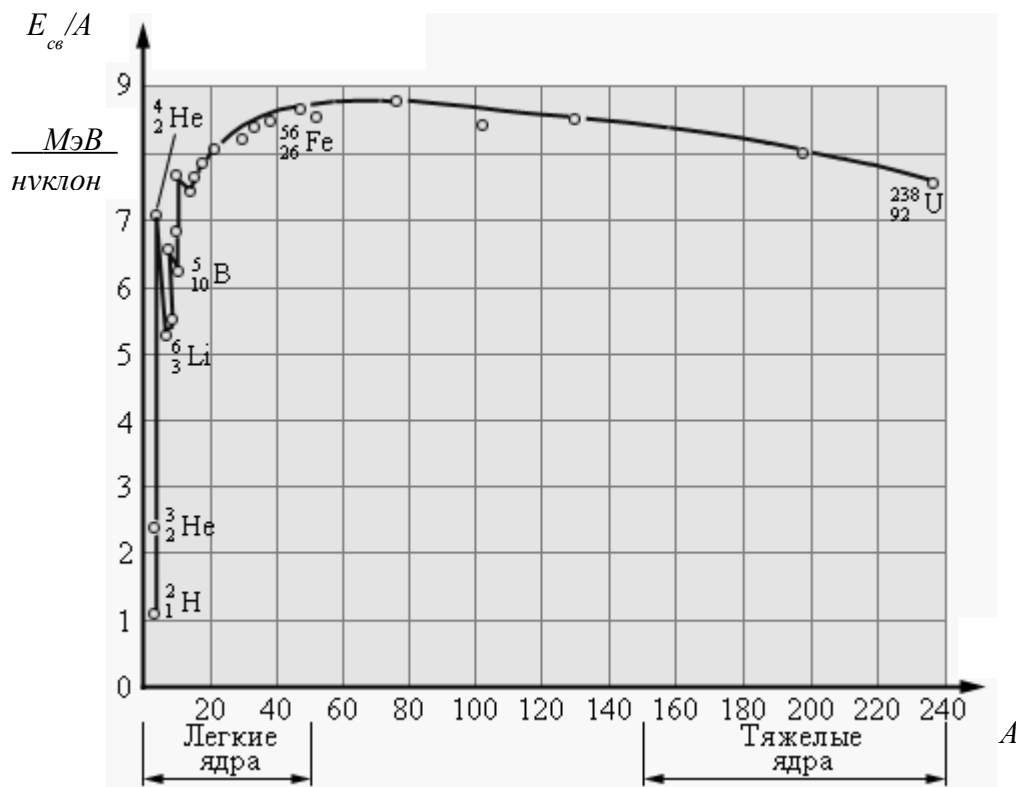


Рисунок 2.1 – Зависимость удельной энергии связи ядер от массового числа

Уменьшение удельной энергии связи при переходе к более тяжелым ядрам объясняется тем, что с возрастанием числа протонов в ядре увеличивается их кулоновское отталкивание. В тяжелых ядрах связь между нуклонами ослабевает, а сами ядра становятся менее прочными. В то же время уменьшение значения удельной энергии связи для легких ядер может быть объяснено тем, что в легких ядрах относительно большое число нуклонов находится на поверхности ядра. Для поверхностных нуклонов уменьшается число возможных связей с соседями, что ведет к уменьшению общей энергии связи.

Из рисунка 2.1 следует, что наиболее устойчивыми с энергетической точки зрения являются ядра средней части таблицы Менделеева. Тяжелые и легкие ядра менее устойчивы. Это означает, что существуют две возможности высвобождения и использования ядерной энергии: первая – цепная ядерная реакция, при которой происходит деление ядра тяжелого элемента (например, ${}^{235}_{92}\text{U}$) с образованием более легких и, следовательно,

более устойчивых ядер и выделением энергии, вторая – реакция ядерного синтеза (слияния) легких элементов, сопровождающаяся образованием более устойчивого ядра большей массы и выделением энергии. В настоящее время оба процесса осуществлены практически: реакции деления и термоядерные реакции.

Оба процесса сопровождаются выделением большого количества энергии. Пусть, например, ядро урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ делится на два одинаковых ядра с массовыми числами 119. У этих ядер, как видно из рисунка 2.1, удельная энергия связи около 8,5 МэВ/нуклон. Удельная энергия связи ядра урана 7,6 МэВ/нуклон. Следовательно, при делении ядра урана выделяется энергия, равная 0,9 МэВ/нуклон или более 200 МэВ на один атом урана.

Оценим теперь энергетический выход процесса слияния двух ядер дейтерия ${}^2_1\text{H}$ в одно ядро гелия ${}^4_2\text{He}$. Удельная энергия связи ядер дейтерия равна 1,1 МэВ/нуклон, а удельная энергия связи ядра гелия равна 7,1 МэВ/нуклон. Следовательно, при синтезе одного ядра гелия из двух ядер дейтерия выделится энергия, равная 6 МэВ/нуклон или 24 МэВ на атом гелия. Следует обратить внимание на то, что синтез легких ядер сопровождается примерно в 6 раз большим выделением энергии на один нуклон по сравнению с делением тяжелых ядер. В то же время при соединении одного атома углерода с двумя атомами кислорода (сгорание угля до CO_2) выделяется энергия, равная 5 эВ.

В настоящее время существует несколько моделей строения ядер атомов. Капельная модель строения ядер атомов считает взаимодействие нуклонов подобным взаимодействию молекул в капле жидкости: предполагается, что нуклоны поверхностного слоя в ядре испытывают одностороннее притяжение от глубже расположенных нуклонов (действует как бы аналог сил поверхностного натяжения). Эта модель хорошо объясняет механизм ядерных реакций и, особенно, реакции деления ядер.

Оболочечная модель базируется на предположении о распределении нуклонов по энергетическим уровням (оболочкам). Наибольшей устойчивостью обладают ядра с заполненными уровнями. Такая модель объясняет особую прочность ядер с определенными комплексами чисел протонов и нейтронов.

Рассмотрим вопрос о силах, удерживающих нуклоны в составе ядра. Несмотря на то, что между протонами существуют силы кулоновского отталкивания, которые на малых расстояниях становятся весьма значительными, в природе известно очень большое количество стабильных ядер. Это указывает на то, что внутри ядра действуют мощные ядерные силы, по сравнению с которыми электромагнитные силы в сотни раз слабее. Действие ядерных сил обуславливает наличие рассмотренной выше энергии связи $E_{св}$ нуклонов в ядре. Многочисленные опыты показывают, что ядерные силы обладают свойством зарядовой независимости: они одинаково действуют между любыми нуклонами, т.е. ядерные силы, действующие между двумя протонами, равны ядерным силам, действующим между двумя нейтронами, а также между протоном и нейтроном.

Точного математического описания ядерных сил к настоящему времени не существует. Рассмотрение взаимодействия нуклонов в ядре с помощью аппарата квантовой механики приводит к выводу об особой обменной природе ядерных сил. Считается, что основное взаимодействие между нуклонами сводится к взаимодействию кварков. Взаимодействие же между кварками осуществляется путем обмена безмассовыми частицами – глюонами.

Одной из важных особенностей ядерных сил является их короткодействие – радиус их действия порядка размеров самих нуклонов, т.е. $\sim 10^{-15}$ м. Эта особенность проявляется в насыщении ядерных сил. Насыщение означает, что нуклон в ядре взаимодействует лишь с несколькими соседними нуклонами. Насыщением ядерных сил объясняется линейная зависимость энергии связи ядер от массового числа A для не слишком легких ядер. Действительно, если бы каждый нуклон взаимодействовал одновременно со всеми $(A-1)$ нуклонами ядра, то энергия связи ядра была бы пропорциональна числу взаимодействующих пар нуклонов, т.е. $A(A-1)/2$. Следовательно, при больших A должна наблюдаться квадратичная зависимость, а это не соответствует опытным фактам.

Это же свойство ядерных сил объясняет тот факт, что ядра с большим атомным номером нестабильны. Устойчивость атомных ядер зависит от общего числа нуклонов в ядре, а также от соотношения числа нейтронов и протонов N/Z . Наиболее устойчивы ядра с относительно небольшим числом нуклонов и значением $N/Z=1$. Это область стабильных легких ядер с $A < 20$, где роль кулоновского взаимодействия невелика. Здесь числа протонов и нейтронов Z и N оказываются одинаковыми: ${}^4_2\text{He}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$. За областью $A=20$ стабильные ядра содержат больше нейтронов, чем протонов. Это видно из графика, показывающего зависимость числа нейтронов N от номера химического элемента (числа протонов Z), приведенного на рисунке 2.2.

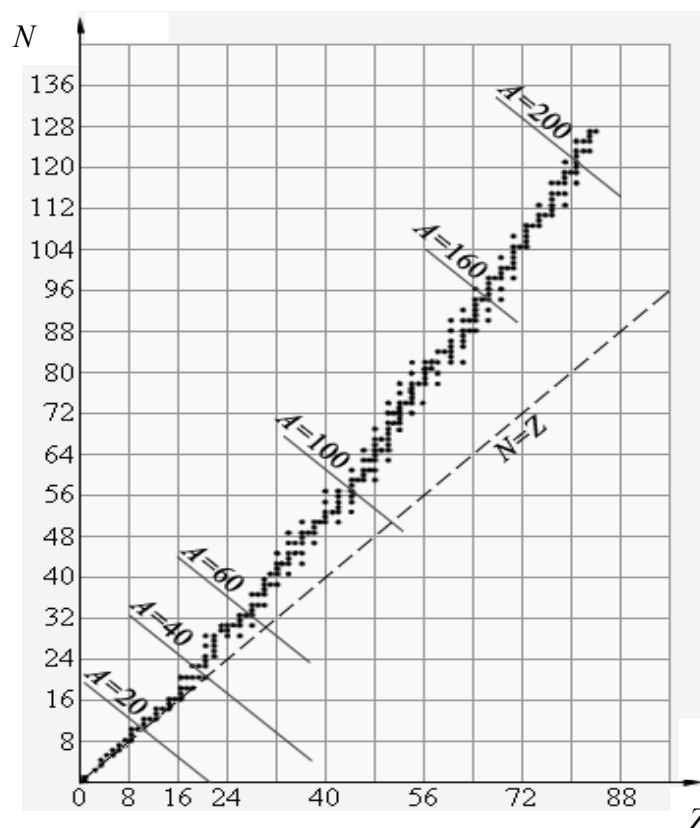


Рисунок 2.2 – Числа протонов и нейтронов в стабильных ядрах

При увеличении Z увеличиваются кулоновские силы отталкивания, действующие на протоны, т.к. на каждый протон действуют силы отталкивания со стороны всех остальных протонов ядра. Но силы притяжения действуют только со стороны ближайших нуклонов. Поэтому для поддержания стабильности ядра требуется большее количество нейтронов, которые обладают лишь ядерными силами притяжения. При очень больших Z и значительном превышении числа нейтронов над протонами ($N/Z > 1,6$) даже такой избыток нейтронов уже не в состоянии скомпенсировать сильно возросшее кулоновское отталкивание. Поэтому устойчивость ядра ослабляется и может происходить его самопроизвольный распад. При $Z > 83$ ($Z=82$ – свинец, $Z=83$ – висмут) стабильных ядер не существует. Ядра, стоящие в таблице Менделеева за висмутом, рано или поздно распадаются в результате радиоактивного распада.

2.3 Виды радиоактивного распада

Радиоактивностью называют самопроизвольное превращение неустойчивых изотопов одного химического элемента в изотопы другого элемента, сопровождающееся испусканием элементарных частиц или ядер.

К числу основных таких превращений относятся: 1) α -распад, 2) β -распад, 3) спонтанное деление ядер, 4) протонный распад и др. Вид распада определяется строением ядра, соотношением и общим количеством протонов и нейтронов, характером ядерных сил. При любых видах распада, естественно, сохраняются законы сохранения энергии и заряда.

Радиоактивность, наблюдающаяся у изотопов, существующих в природных условиях, называется естественной. Радиоактивность изотопов, полученных посредством ядерных реакций, называется искусственной. Между искусственной и естественной радиоактивностью нет принципиального различия.

Состав радиоактивного излучения (α -, β - и γ -лучей) был определен по их отклонению в магнитном поле (см. рисунок 2.3).

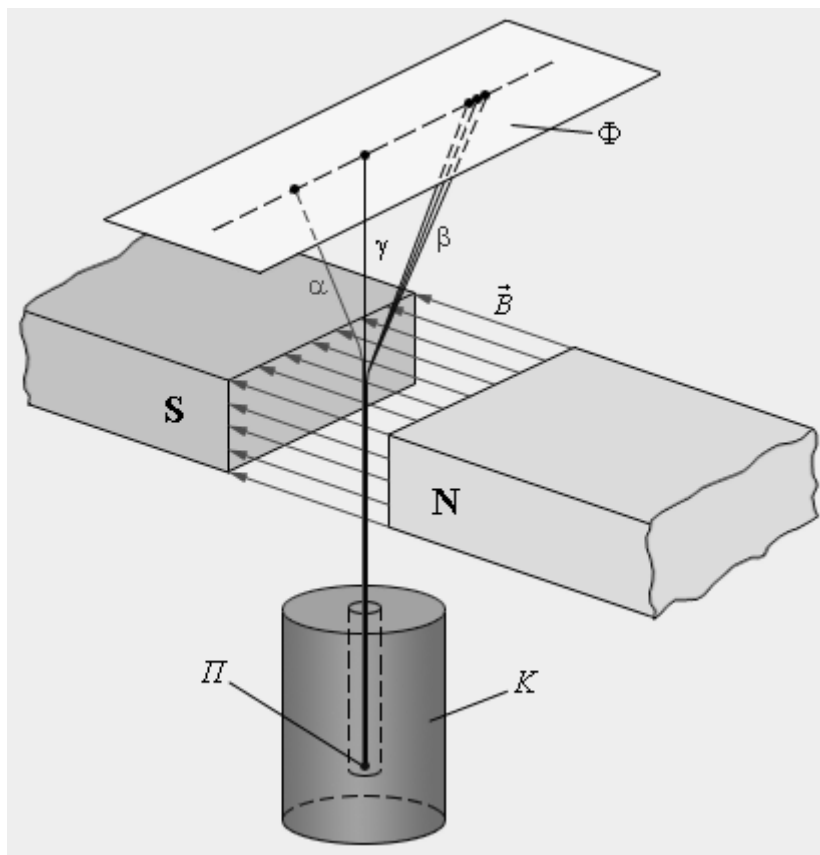


Рисунок 2.3 – Схема опыта по обнаружению α -, β - и γ -излучений. К – свинцовый контейнер, П – радиоактивный препарат, Ф – фотопластинка, $\vec{B}$ – магнитное поле

Было установлено, что α -излучение представляют собой поток ядер гелия, β -излучение – поток электронов. α - и β -лучи отклоняются в поперечном магнитном поле в разные стороны, а γ -излучение – электромагнитное излучение весьма малой длины волны $10^{-13} \div 10^{-10}$ м.

При радиоактивных α - и β -распадах выполняются правила смещения ядер. При α -распаде массовое число распадающегося (материнского) ядра уменьшается на 4, а зарядовое число – на 2, т.е. получившееся ядро продукта распада (дочернее ядро) смещено на две клетки влево в таблице Менделеева. При β -распаде массовое число дочернего ядра не изменяется, а зарядовое число уменьшается или увеличивается на единицу в зависимости от типа β -распада (см. далее), т.е. дочернее ядро в таблице Менделеева перемещается на одну клетку вправо или влево. Правила смещения являются следствием за-

конов сохранения электрического заряда и числа нуклонов в ядерных превращениях.

2.3.1 Альфа-распад

Альфа-распад обусловлен тем, что ядерные силы не в состоянии обеспечить стабильность тяжелых ядер и сопровождается испусканием α -частицы (ядра атома гелия). При этом ядро элемента X (материнское ядро), имеющего порядковый номер Z (число протонов) и массовое число A , превращается в ядро нового элемента Y (дочернее ядро) по схеме:



вытекающей из законов сохранения. Например:



Подробное рассмотрение этой реакции распада показывает, что сумма масс покоя образовавшегося ядра урана и альфа-частицы меньше массы покоя ядра плутония, то же можно утверждать относительно их энергий покоя. Разница этих энергий определяет кинетическую энергию альфа-частицы и образовавшегося ядра урана.

Но почему ядро испускает именно α -частицу, а не отдельные нуклоны? Происходит это потому, что масса α -частицы существенно меньше суммы масс четырех нуклонов, ее составляющих, поэтому распад типа



в принципе невозможен, т.к. сумма масс продуктов этой предполагаемой реакции больше массы материнского ядра.

При изучении α -распада в первую очередь возникает вопрос, – почему нестабильное ядро распадается не сразу, а живет какое-то время (иногда очень большое)? Ответ на этот вопрос был получен только после того, как к теории α -распада была применена квантовая механика.

Предположим, что α -частицы уже существует внутри атомных ядер. При такой идеализации материнское ядро уже состоит из дочернего ядра и α -частицы. Рассмотрим потенциальную энергию взаимодействия системы дочернее ядро– α -частица (потенциальную функцию $U(r)$, входящую в уравнение Шредингера). На расстоянии $r > 10^{-15}$ м от поверхности ядра, где практически перестают действовать ядерные силы, остается только кулоновское отталкивание. Но на малых расстояниях над кулоновским отталкиванием преобладает притяжение ядерных сил. Точный закон изменения ядерных сил неизвестен, но с достаточной степенью точности можно считать, что при $r < r_0$ (r_0 – радиус ядра) ядерные силы постоянны.

Тогда для $U(r)$ принимаем следующую модель:

$$U(r) = \begin{cases} \text{const} & (r < r_0) \\ \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 r^2} & (r > r_0) \end{cases}, \quad (2.11)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная. Кривая $U(r)$ (см. рисунок 2.4) есть потенциальный барьер, который должна преодолеть α -частица, чтобы покинуть ядро.

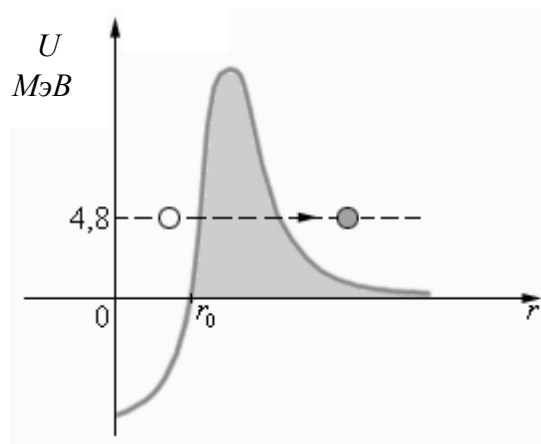


Рисунок 2.4 – Туннелирование α -частицы сквозь потенциальный барьер
Высота барьера H может быть оценена из соотношения

$$H \approx \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 r_0}. \quad (2.12)$$

Например, для $Z=88$ (радий) и $r_0 \sim 10^{-14}$ м (несколько завышенное значение) получим $H \approx 25$ МэВ. По классическим представлениям это означает, что для преодоления барьера начальная энергия α -частицы E должна быть по крайней мере такой же. При удалении α -частицы на бесконечное от ядра расстояние вся эта энергия должна перейти в кинетическую. Кинетическая энергия α -частиц достаточно легко измеряется. Но эксперименты показали, что практически для всех α -активных ядер кинетическая энергия испущенных ядром α -частиц в 5÷8 раз меньше высоты потенциального барьера материнского ядра. Например, при α -распаде радия



скорость испускаемых α -частиц, измеренная по кривизне траектории в магнитном поле, приблизительно равна $1,5 \cdot 10^7 \text{ м/с}$, а соответствующая кинетическая энергия около $7,5 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}$ (приблизительно $4,8 \text{ МэВ}$).

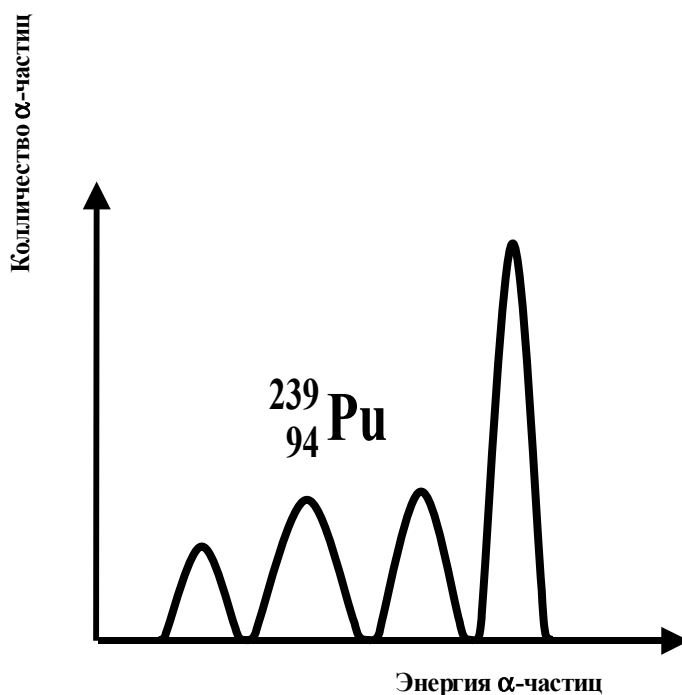
Наблюдающийся парадокс возникает из-за того, что к движению α -частицы внутри ядра и вблизи его границы были применены понятия классической физики, а в этом случае так поступать нельзя. Атомное ядро сугубо квантовый объект, и теория α -распада должна строиться на основе квантовой механики, где доказывается, что даже если кинетическая энергия частицы E меньше высоты барьера, то все равно существует отличная от нуля вероятность D того, что частица проникнет сквозь барьер, т.е. произойдет распад. Небольшие изменения энергии E приводят к сильному изменению вероятности распада ядра, а следовательно, и времени его жизни.

При альфа-распаде образующееся ядро нового элемента может находиться в возбужденном состоянии. Переход ядра в невозбужденное состояние сопровождается излучением энергии в виде гамма-кванта. С учетом этих процессов реакцию альфа-распада плутония следует записать в виде:



Альфа-частица, испускаемая при распаде определенного ядра, имеет одно из нескольких возможных дискретных значений энергии – энергетический спектр является линейчатым. Например, для распада ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ вид этого спектра показан на рисунке 2.5. В этом случае альфа-частица обладает максимальной энергией $5,15 \text{ МэВ}$, а гамма-фотон – $0,38 \text{ МэВ}$.

Рисунок 2.5 – Распределение по энергиям α -частиц, возникающих при распаде плутония



Следует иметь в виду, что образовавшиеся при распаде новые ядра могут быть подвержены дальнейшим радиоактивным превращениям до тех пор, пока не образуется стабильное ядро.

2.3.2 Бета-распад

Бета-распад есть самопроизвольный процесс, в котором нестабильное ядро ${}^A_Z X$ превращается в ядро-изобар ${}^A_{Z+1} X$ или ${}^A_{Z-1} X$. Объясняется β -распад превращением в радиоактивном ядре нейтрона в протон или протона в нейтрон.

Различают три вида β -распада:

- 1) электронный β^- -распад, в котором ядро испускает электрон, а поэтому зарядовое число дочернего ядра Z увеличивается на единицу;
- 2) позитронный β^+ -распад, в котором ядро испускает позитрон (античастицу по отношению к электрону, которая отличается от электрона только знаком заряда) и его зарядовое число Z уменьшается на единицу;
- 3) электронный захват (K -захват), в котором ядро поглощает один из электронов электронной оболочки атома (обычно электрон поглощается из K -слоя), зарядовое число Z при этом уменьшается на единицу.

Очевидно, что для того, чтобы β -распад был возможен, необходимо, чтобы масса материнского атома была больше суммы масс дочернего атома и β -частицы. Разность масс этих атомов должна определять кинетическую энергию W_0 β -частиц, образующихся при распаде. Т.е. β -частицы должны иметь вполне определенное для каждого β -радиоактивного элемента значение кинетической энергии. Эксперименты же показали, что лишь отдельные частицы обладают энергией, близкой к W_0 , энергия большинства β -частиц существенно меньше W_0 . Кроме того, тщательные измерения импульса и момента импульса материнского и дочернего ядер и β -частицы показали, что эти величины при β -распаде также не сохраняются. Казалось бы, нарушаются фундаментальные законы физики – законы сохранения энергии, импульса и момента импульса.

Чтобы объяснить наблюдающийся парадокс, В.Паули в 1932 г. выдвинул гипотезу, позднее доказанную экспериментально, согласно которой при β -распаде наряду с электроном вылетает еще какая-то неизвестная нейтральная частица, которая уносит с собой часть энергии, импульса и момента импульса. Эта частица выдающимся физиком Энрико Ферми, разработавшим в 1933 г. на основе гипотезы Паули теорию β -распада, была названа нейтрино (т.е. маленькая, нейтральная). В своей теории Ферми потребовалось ввести гипотезу о существовании особого типа короткодействующих сил, которые и вызывают в ядре процессы превращения нейтрона в протон или протона в нейтрон с испусканием β -частиц и нейтрино в обоих случаях. Соответствующие силы называются слабыми силами, а взаимодействие, осуществляемое под их действием – слабым взаимодействием. Позднее частица, появляющаяся в β -распаде вместе с электроном стала называться электронным антинейтрино ($\bar{\nu}_e$), а частица, появляющаяся при β^+ -распаде вместе с позитроном, – электронным

нейтрино (ν_e). В дальнейшем были открыты другие типы нейтрино и антинейтрино – таонные и мюонные.

В соответствии с вышеизложенным, схемы различных видов β -распада выглядят следующим образом:

Он подразделяется на три вида:

I) Электронный (или β^- -распад), В этом случае ядро радионуклида, испуская электрон, образует ядро нового элемента с порядковым номером на единицу больше исходного:



Может возникнуть вопрос – откуда появляется электрон, если в соответствии с ядерной моделью электронов в ядре нет? Противоречия здесь нет, поскольку образование электрона происходит за счет внутриядерного превращения нейтрона в протон:



Детальное рассмотрение этого распада с подсчетом энергии нейтрона и продуктов распада показывает, что наряду с протоном и электроном при распаде нейтрона должна возникать ещё одна электрически нейтральная частица с ничтожно малой массой, которая была названа нейтрино. Точнее, при β^- -распаде возникает антинейтрино. Естественно, что из-за малой массы, отсутствия заряда (и, соответственно, колоссальной проникающей способности), нейтрино и антинейтрино весьма сложно обнаружить экспериментально, хотя экспериментальное подтверждение их существования и выполнено.

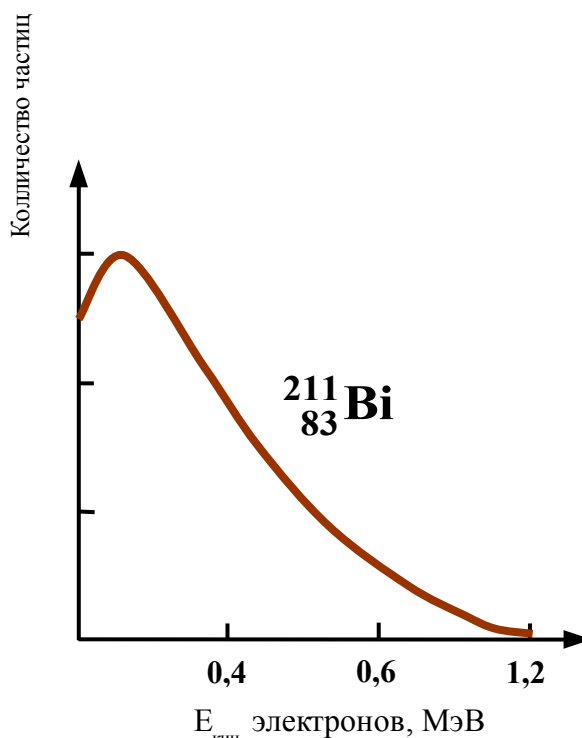
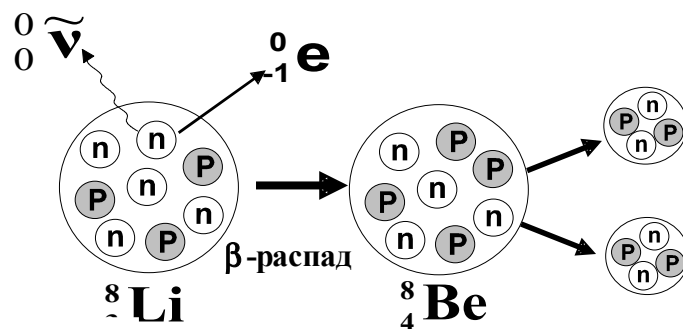
Различие между нейтрино и антинейтрино состоит в том, что у первой частицы спин направлен вдоль движения, а у второй – против.

Итак, при всех видах β -распада наряду с электроном возникает антинейтрино и этот распад может быть описан схемой:



Схематически β -распад проиллюстрирован рисунком 2.6 на примере превращения ядра ${}_3^8Li$ в ${}_4^8Be$. Один из пяти нейтронов ядра атома лития в процессе распада превращается в протон с испусканием электрона и антинейтрино. В результате образуется неустойчивое ядро ${}_4^8Be$, распадающееся в дальнейшем на две альфа-частицы.

Рисунок 2.6 – β^- -распад лития



Энергия, выделяющаяся при электронном распаде, распределяется между электроном, антинейтрино и остающимся после распада ядром. Поэтому энергия β -частиц, испускаемых при распаде, принимает всевозможные значения от 0 до E_{max} . На рисунке 2.7 приведено распределение электронов по энергиям (энергетический спектр β -частиц) для распада висмута ${}^{211}_{83}\text{Bi}$.

Рисунок 2.7 – Энергетический спектр β -частиц для распада висмута

Для всех случаев β -распада энергетические спектры сплошные. Для каждого конкретного радионуклида существует свое характерное значение максимальной энергии частицы E_{max} .

Рассмотрим некоторые примеры β -распада элементов, обусловивших значительное радиационное заражение среды после аварии на Чернобыльской АЭС.

В первое время после аварии основной вклад в суммарную радиоактивность давал радиоактивный йод, распадающийся по схеме:



В данном случае электронный распад сопровождается испусканием гамма-квантов. Максимальная энергия образующихся при этом распаде электронов составляет 0,81 МэВ, а гамма-квантов – 0,72 МэВ. Причем скорость распада йода велика (за 8 суток распадается примерно половина ядер) – число электронов и гамма-квантов, испускаемых за единицу времени велико. Поэтому наличие радиоактивного йода легко обнаруживается по интенсивному гамма-излучению.

Распад радиоактивного ${}_{55}^{137}\text{Cs}$ также сопровождается испусканием гамма-квантов:



Максимальная энергия β -частицы составляет 1,18 МэВ, γ -кванта – 0,66 МэВ. Скорость распада у ${}_{55}^{137}\text{Cs}$ существенно ниже, чем у ${}_{53}^{131}\text{I}$ – здесь половина ядер распадается примерно за 30 лет.

Распад радиоактивного ${}_{38}^{90}\text{Sr}$ не сопровождается испусканием γ -квантов:



Образующееся в результате распада ядро атома иттрия так же является неустойчивым и распадается с испусканием электрона, превращаясь в стабильное ядро циркония:



Радиационное заражение среды радионуклидами, не испускающими при распаде γ -квантов, обнаруживается более сложным образом, поскольку как будет показано далее, регистрация β -излучения представляет более сложную задачу, чем обнаружение γ -излучения.

2) Позитронный (или β^+ -распад). В этом случае при распаде испускается позитрон, образуется ядро нового элемента, порядковый номер которого на единицу меньше исходного и возникает ещё нейтрино. Схема распада:



Позитрон образуется в результате внутриядерного превращения протона в нейтрон:



Примером такого распада может служить превращение фосфора в кремний:



3) Электронный захват (или e -захват) заключается в том, что электрон, принадлежащий одной из внутренних оболочек атома, захватывается ядром, в результате чего протон ядра превращается в нейтрон с выделением нейтрино:



Схема процесса выглядит следующим образом:



Примером e -захвата может служить превращение бериллия в литий:



Поскольку при данном виде радиоактивности высвобождается место для электрона во внутренней оболочке атома, происходит переход электрона на это место из оболочки более удаленной от ядра, что порождает при e -захвате возникновение характеристического рентгеновского излучения. На рисунке 2.8 проиллюстрирован случай захвата ядром электрона с K -оболочки (K -захват) и возникновения характеристического излучения при переходе электрона с L на K -оболочку.

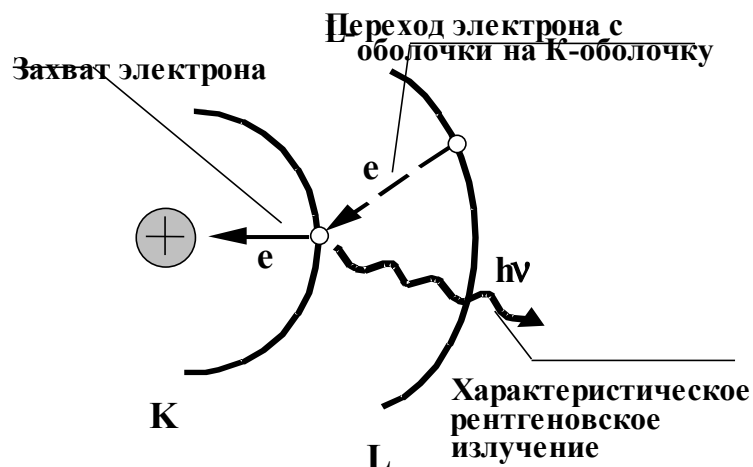


Рисунок 2.8 – Захват ядром электрона с *K*-оболочки и возникновение характеристического излучения при переходе электрона с *L* на *K*-оболочку

2.3.3 Гамма-излучение ядер

Гамма-излучение – это электромагнитное излучение. Его также можно представить как поток фотонов (квантов), обладающих очень большой энергией. Испускание ядром γ -излучения во многом напоминает испускание фотонов возбужденными атомами. Подобно атому, ядро может находиться в возбужденном состоянии. При переходе в состояние с более низкой энергией или основное состояние ядро испускает фотон. Разрешенные энергетические уровни ядра разнесены по энергиям значительно сильнее, чем энергетические уровни атома: расстояние между соседними уровнями в ядре имеет порядок $10^3 \div 10^6$ эВ, по сравнению с ~ 10 эВ в атоме. Следовательно, энергии испускаемых γ -квантов могут меняться от единиц кэВ до МэВ. Спектр γ -излучения всегда дискретный, т.к. дискретны энергетические уровни самого ядра. Гамма-излучение, в отличие от α - и β -излучений, не несет заряда и не связано с изменением внутренней структуры ядра, поэтому процесс излучения γ -квантов не сопровождается изменением зарядового или массового чисел Z и A и при этом не происходит превращения одного химического элемента в другой.

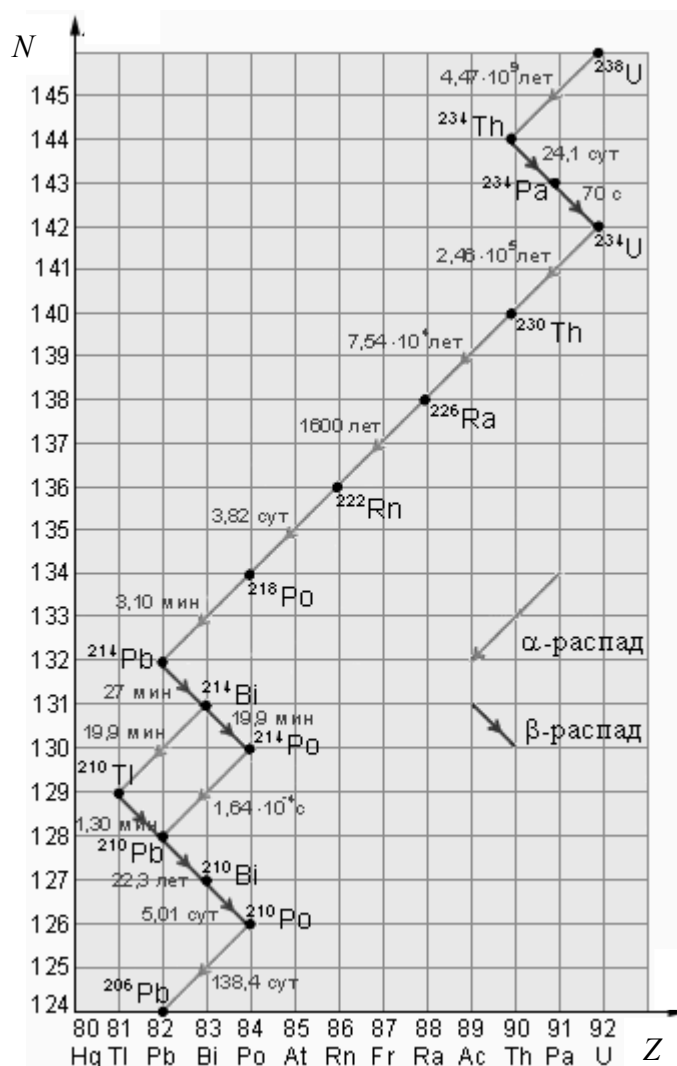
Переход ядра в возбужденное состояние может произойти, например, при неупругом столкновении с частицей, обладающей высокой кинетической энергией. Часто также дочернее ядро, возникающее в результате радиоактивного распада, оказывается в возбужденном состоянии и имеет избыток энергии. Переход ядра из возбужденного состояния в основное сопровождается испусканием одного или нескольких γ -квантов, энергия которых может достигать нескольких МэВ. Так что чаще всего α - и β -распады сопровождаются γ -излучением.

2.3.4 Радиоактивные серии

Как указывалось выше, при α - и β -радиоактивном распаде дочернее ядро также может оказаться нестабильным. Поэтому возможны серии последовательных радиоактивных распадов, которые заканчиваются образованием стабильных ядер. В природе существует несколько таких

серий. Наиболее длинной является серия $^{238}_{92}\text{U}$, состоящая из 14 последовательных распадов (8 альфа-распадов и 6 бета-распадов). Эта серия заканчивается стабильным изотопом свинца $^{206}_{82}\text{Pb}$ (рисунок 2.9).

Рисунок 2.9 – Схема распада радиоактивной серии $^{238}_{92}\text{U}$.



Указаны периоды полураспада

В природе существуют еще несколько радиоактивных серий, аналогичных серии $^{238}_{92}\text{U}$. Известна также серия, которая начинается с нептуния $^{237}_{93}\text{Np}$, не обнаруженного в естественных условиях, и заканчивается на висмуте $^{209}_{83}\text{Bi}$. Эта серия радиоактивных распадов возникает в ядерных реакторах.

2.4 Основной закон радиоактивного распада

Макроскопический образец любого радиоактивного изотопа содержит огромное число радиоактивных ядер. Эти ядра распадаются не одновременно. Процесс распада имеет случайный характер и не зависит от внешних условий. Для отдельно взятого ядра радиоактивного атома невозможно предсказать время, в течение которого оно распадется, можно лишь сделать заключение о вероятности данного события. Но, используя теорию вероятностей, можно приближенно предсказать, сколько ядер

образца распадается за данный промежуток времени. Для большой совокупности ядер легко получить статистический закон, выражающий зависимость числа нераспавшихся ядер от времени. Он устанавливается на основании следующих соображений.

Будем считать, что за малый промежуток времени dt распадется число ядер dN . Очевидно, это число пропорционально промежутку времени dt и общему числу нераспавшихся к этому моменту радиоактивных ядер N . Тогда дифференциальное уравнение, описывающее процесс распада, запишем в виде:

$$dN = -\lambda \cdot N \cdot dt. \quad (2.27)$$

Знак минус указывает на убыль числа нераспавшихся ядер со временем, а коэффициент λ зависит от вида ядер и называется постоянной распада – это вероятность распада ядра в единицу времени. Введем начальное условие для этого уравнения, обозначив число атомов в начальный момент времени через N_0 ($N=N_0$ при $t=0$). Решение дифференциального уравнения (2.1) с учетом введенного начального условия приводит к результату:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (2.28)$$

Выражение (2.2), констатирующее, что число радиоактивных ядер данного изотопа убывает со временем по экспоненциальному закону, носит название закона радиоактивного распада. Для числа уже распавшихся ядер N' этот закон будет иметь вид

$$N' = N_0 - N = N_0 (1 - e^{-\lambda t}). \quad (2.29)$$

Скорость радиоактивного распада определяется видом атомов – входящей в показатель экспоненты постоянной распада λ . На практике вместо постоянной распада используют однозначно связанную с ней величину – период полураспада – то время, за которое распадается половина радиоактивных ядер (остается их число, равное $N_0/2$). Период полураспада может быть определен из графической зависимости $N(t)$, представленной на рисунке 2.10.

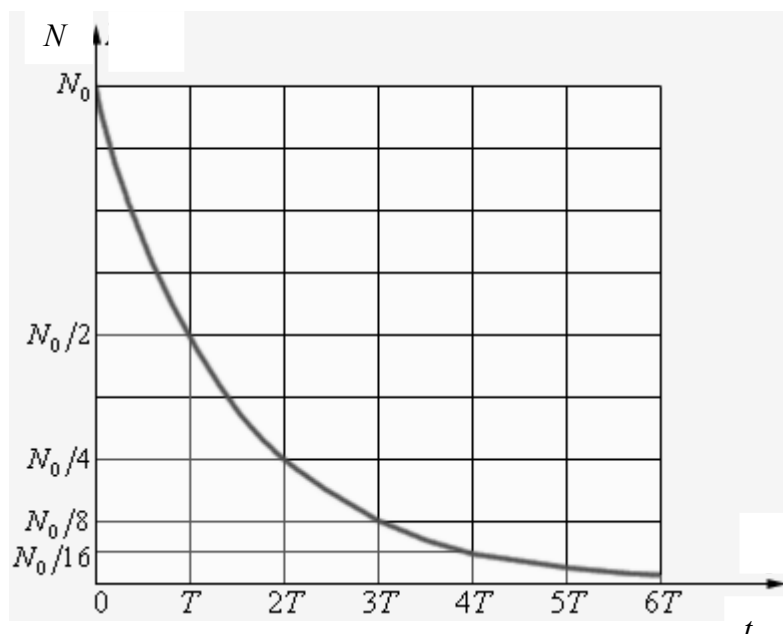


Рисунок 2.10 – Закон радиоактивного распада

Установим аналитическую связь между постоянной распада λ и периодом полураспада T . Для этого подставим в уравнение (2.2) $t=T$, тогда

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T}. \quad (2.30)$$

Преобразуя полученное выражение, получим:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0,69}{\lambda}. \quad (2.31)$$

Закон радиоактивного распада (2.2) при использовании характеристики T выглядит следующим образом:

$$N = N_0 2^{-t/T}. \quad (2.32)$$

Отметим, что постоянная распада λ измеряется в единицах, обратных времени, а период полураспада T определяют в секундах, часах, годах и т.д.

Период полураспада – основная величина, характеризующая скорость радиоактивного распада. Чем меньше период полураспада, тем интенсивнее протекает распад. Так, для урана $T \approx 4,5$ млрд. лет, а для радия $T \approx 1600$ лет. Поэтому активность радия значительно выше, чем урана. Существуют радиоактивные элементы с периодом полураспада в доли секунды.

Интересным применением радиоактивности является метод датирования археологических и геологических находок по концентрации радиоактивных изотопов. Наиболее часто используется радиоуглеродный метод датирования. Нестабильный изотоп углерода $^{14}_6\text{C}$ возникает в

атмосфере вследствие ядерных реакций, вызываемых космическими лучами. Небольшой процент этого изотопа содержится в воздухе наряду с обычным стабильным изотопом $^{12}_6\text{C}$. Растения и другие организмы потребляют углерод из воздуха, и в них накапливаются оба изотопа в той же пропорции, как и в воздухе. После гибели растений они перестают потреблять углерод и нестабильный изотоп в результате β -распада постепенно превращается в азот $^{14}_7\text{N}$ с периодом полураспада 5730 лет. Путем точного измерения относительной концентрации радиоактивного углерода $^{14}_6\text{C}$ в останках древних организмов можно определить время их гибели.

Различные атомные ядра, испытывающие распад, имеют разную продолжительность (время) жизни. Пусть число ядер, распадающихся за время dt , равно dN . Суммарная продолжительность жизни dN ядер Δt , очевидно, будет равна $\Delta t = t \cdot dN$ (каждое ядро из dN дожило до времени t), или, используя (2.27),

$$\Delta t = \lambda \cdot t \cdot N \cdot dt. \quad (2.33)$$

Отсюда средняя продолжительность жизни всех первоначально существовавших N_0 ядер выразится следующим образом:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \Delta t \cdot dt = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda \cdot t \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda t} \cdot dt = \frac{1}{\lambda} \approx \frac{T}{0,69}, \quad (2.34)$$

т.е. среднее время жизни ядер обратно пропорционально постоянной распада. Учитывая это, закон радиоактивного распада (2.28) можно записать в виде

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.35)$$

Таким образом, среднее время жизни τ — это промежуток времени, за который число нераспавшихся ядер убывает в e раз.

Если радионуклиды находятся в организме, то уменьшение в нем их количества определяется не только радиоактивным распадом по закону (2.28), но и биологическим выведением. Количественно процессы выведения характеризуют постоянной биологического выведения λ_B или, чаще, периодом биологического полувыведения T_B — это время, за которое количество радионуклидов в организме (или органе) уменьшается вдвое только вследствие выведения. Очевидно, что

$$T_B = \frac{\ln 2}{\lambda_B} \approx \frac{0,69}{\lambda_B}. \quad (2.36)$$

Дифференциальное уравнение (2.27) радиоактивного распада для описания исчезновения выводящихся из организма радионуклидов принимает вид:

$$dN = -(\lambda_p + \lambda_b) \cdot N \cdot dt \quad (2.37)$$

или

$$dN = -\lambda_{эф} \cdot N \cdot dt, \quad (2.38)$$

где dN – по-прежнему убыль нераспавшихся ядер за время dt ,
 $\lambda_{эф} = \lambda_p + \lambda_b$ – эффективная постоянная, измеряемая в единицах, обратных времени (c^{-1} , $сут^{-1}$ и др.),

λ_p – постоянная радиоактивного распада, обозначавшаяся ранее символом λ .

Эффективный период биологического полувыведения $T_{эф}$ – это время половинного исчезновения радионуклидов за счет указанных двух процессов – распада и выведения. Его связь с T_b и T_p (периодом полураспада, обозначавшимся ранее символом T) легко получить из соотношения:

$$\lambda_{эф} = \frac{\ln 2}{T_{эф}} = \frac{\ln 2}{T_p} + \frac{\ln 2}{T_b}. \quad (2.39)$$

Следовательно:

$$T_{эф} = \frac{T_b \cdot T_p}{T_b + T_p} \quad (2.40)$$

Если в органе содержатся короткоживущие радионуклиды (например, ^{131}I , для которого $T_p=8$ суток, $T_b=138$ суток, т.е. $T_p \ll T_b$), то время их исчезновения из организма практически определяется периодом полураспада.

Когда, наоборот, $T_p \gg T_b$, то время очистки организма от радионуклидов определяется практически только процессами выведения. Это наблюдается, например, для ^{137}Cs , у которого период полураспада 30 лет, а период полувыведения около 70 суток.

Большую опасность для организма создают инкорпорированные в нем радионуклиды с большими значениями T_p и T_b . Например, ^{239}Pu , который имеет период полураспада 24 тыс. лет и практически не выводится из организма.

2.5 Активность. Единицы измерения активности

Для характеристики скорости радиоактивного распада ядер вводится понятие активности A радиоактивного препарата, равное числу распадов в единицу времени:

$$A = - \frac{dN}{dt} . \quad (2.41)$$

Активность радиоактивного препарата является его важнейшей характеристикой и определяет воздействие на биологические объекты гамма-фотонов и частиц, возникающих при распаде радионуклидов.

Активность радионуклидов в данный момент времени определяется числом нераспавшихся к этому моменту ядер. В формулу (2.41) подставим конкретную зависимость $N(t)$ – закон радиоактивного распада (2.28) – и произведем его дифференцирование по времени:

$$A = - \frac{d}{dt} (N_0 \cdot e^{-\lambda t}) = -(-\lambda) N_0 \cdot e^{-\lambda t} = \lambda N_0 \cdot e^{-\lambda t} = A_0 \cdot e^{-\lambda t} , \quad (2.42)$$

где $A_0 = \lambda N_0$ – активность в начальный момент времени $t=0$.

Используя формулу (2.28), получим:

$$A = \lambda N = 0,69 \frac{N}{T} . \quad (2.43)$$

Видно, что активность препарата тем больше, чем выше содержание в нем радиоактивных ядер и чем меньше их период полураспада. Со временем активность убывает по экспоненциальному закону.

За единицу активности в международной системе единиц СИ принимают беккерель (*Бк*) – активность нуклида в радиоактивном источнике, в котором за 1 с происходит 1 распад. Используется ещё внесистемная единица активности – кюри (*Ki*), представляющая активность 1 г радия $^{226}_{88}\text{Ra}$, находящегося в равновесии со своими продуктами распада. Эта единица измерения активности весьма велика: $1 \text{ Ki} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$. Активность типичных расфасовок радиоактивных веществ, применяемых для лабораторных исследований, составляет обычно микро- и милликюри.

Установим связь между массой радионуклидов m и их активностью. Число нераспавшихся ядер N равно их массе, делённой на массу одного атома (массой электронов можно пренебречь): $N = m/m_A$. Учитывая, что масса одного атома равна атомной массе M , деленной на число Авогадро N_A , используя формулу (2.6) получим для активности:

$$A = 0,69 \frac{N}{T} = 0,69 \frac{m \cdot N_A}{T \cdot M} = 0,69 \frac{6,02 \cdot 10^{23} \cdot m}{T \cdot M} = 4,17 \cdot 10^{23} \frac{m}{T \cdot M} . \quad (2.44)$$

Подставляя в полученное выражение массу радионуклида в граммах и его атомную массу в *г/моль*, значение периода полураспада в секундах, получим активность в беккерелях.

По известной активности радионуклида, наоборот, можем найти его массу в граммах:

$$m = 2,4 \cdot 10^{-24} \cdot A \cdot T \cdot M. \quad (2.45)$$

Например, определим активность 1 г $^{226}_{88}\text{Ra}$ ($T=1600$ лет $= 5,04 \cdot 10^{10}$ с):

$$A = 4,17 \cdot 10^{23} \frac{1}{226 \cdot 5,04 \cdot 10^{10}} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}. \quad (2.46)$$

Как показывает расчет, активность 1 г радия равна 1 Ки.

Для характеристики радиационной загрязненности объекта (например, твердых продуктов питания) вводят удельную массовую активность A_m – отношение активности радионуклидов к массе содержащего их объекта m :

$$A_m = \frac{A}{m}. \quad (2.47)$$

Если рассматриваемый объект – жидкость или газ (например, вода или воздух), то его характеризуют удельной объемной активностью – отношением активности радионуклидов в образце к его объему V :

$$A_v = \frac{A}{V}. \quad (2.48)$$

Поверхностная активность применяется для оценки радиационной загрязненности поверхностей и представляет отношение активности радионуклидов, содержащихся на поверхности образца, к площади S этой поверхности:

$$A_s = \frac{A}{S}. \quad (2.49)$$

В частности, в публикуемых картах радиоактивной загрязненности больших территорий данные приводятся в Ки/км².

2.6 Ядерные реакции. Методы получения радионуклидов

Ядерной реакцией называют взаимодействие данного атомного ядра с элементарной частицей или другим ядром, в результате которого это ядро превращается в ядро другого элемента.

Ядерными реакциями называются превращения атомных ядер в ядра других элементов, вызванные их взаимодействием с различными частицами или друг с другом. Как правило, взаимодействие реагирующих частиц или ядер возникает благодаря действию ядерных сил при сближении частиц до расстояний $\sim 10^{-15}$ м.

К ядерным реакциям относятся реакции деления, синтеза, взаимодействия ядер с легкими частицами и др. Все виды радиоактивности

также можно рассматривать как ядерные реакции. При протекании любой ядерной реакции выполняются все фундаментальные законы сохранения (энергии, импульса, заряда и др.) и, кроме того, выполняется ряд законов сохранения, специфических только для ядерных реакций, к которым относятся законы сохранения барионного (числа нуклонов) и лептонного (числа лептонов) зарядов. Лептонами называют класс элементарных частиц, не участвующих в сильных взаимодействиях, т.е. участвующих в электромагнитном, слабом и гравитационном взаимодействиях. К лептонам относятся электрон, мюон, τ -частица, электронное, мюонное и τ -нейтрино и соответствующие им античастицы.

Ядерные реакции могут сопровождаться как поглощением, так и выделением энергии. Энергия Q , выделяющаяся в результате реакции (тепловой эффект реакции), определяется разностью масс покоя исходных M_i и конечных M_k ядер и частиц:

$$Q = \left(\sum_i M_i - \sum_k M_k \right) c^2. \quad (2.50)$$

Реакция называется экзотермической, если $Q > 0$, т.е. если она идет с выделением энергии. Если же $Q < 0$, то реакция идет с поглощением энергии и называется эндотермической. Экзотермическая реакция может идти при сколь угодно малой энергии сталкивающихся частиц. Напротив, эндотермическая реакция может идти только тогда, когда энергия сталкивающихся частиц превосходит некоторое минимальное значение (порог реакции).

Ядерные реакции могут происходить в естественных условиях – в звездах и при взаимодействии космических лучей с земной атмосферой. Но изучение их обычно идет в лабораторных условиях на ускорителях элементарных частиц.

2.6.1 Реакции взаимодействия ядра и легкой частицы

Наиболее распространенным видом ядерной реакции является взаимодействие легкой частицы a с ядром X , в результате которого образуются легкие частицы, b , c , d и ядро Y , а также выделяется (или поглощается) энергия Q :

$$X + a \rightarrow Y + b + c + d + Q. \quad (2.51)$$

или, в сокращенной записи,

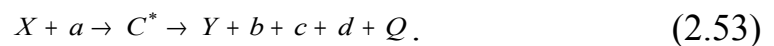
$$X(a, bcd)Y. \quad (2.51a)$$

В качестве частиц a , b , c и d могут фигурировать нейтрон (n), протон (p), дейтон – ядро дейтерия (d), α -частица и γ -квант.

Приведем для примера символическую запись первой искусственной ядерной реакции по облучению ядер азота α -частицами, которая была осуществлена в 1919 г. Резерфордом:



При этом происходило превращение ядер азота в ядра кислорода с выделением протона. Для осуществления ядерных реакций при бомбардировке ядер заряженными частицами (альфа-частицами, протонами, дейтронами) необходимо их ускорить до довольно высоких энергий, чтобы заряженная частица преодолела силы электростатического отталкивания от протонов ядра и была "захвачена" короткодействующими ядерными силами. После захвата частицы бомбардируемым ядром образуется система связанных нуклонов – так называемое составное (промежуточное) ядро C^* , находящееся в возбужденном состоянии. Время жизни составного ядра составляет $10^{-14} \div 10^{-15}$ с. По сравнению с характерным ядерным временем (временем пролета частицы через ядро $\sim 10^{-22}$ с) эта величина очень большая. Через $10^{-15} - 10^{-12}$ с между нуклонами устанавливаются связи, образующие относительно устойчивый комплекс, а оказавшаяся "лишней" для этого комплекса частица выбрасывается из ядра и его возбуждение тем самым "снимается". При бомбардировке альфа-частицами чаще всего "лишним" оказывается протон или нейтрон, при бомбардировке протонами – нейтрон или альфа-частица. Ядерная реакция может выглядеть следующим образом:



Образующиеся новые ядра чаще всего являются неустойчивыми – они подвержены радиоактивному распаду того или иного вида.

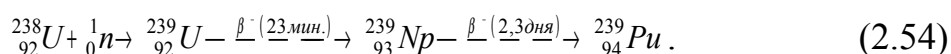
Бомбардировка ядер атомов заряженными элементарными частицами в ускорителях – один из методов получения радионуклидов.

Наибольшее значение имеют реакции, вызываемые нейтронами. Отсутствие у нейтронов электрического заряда способствует более легкому, чем у заряженных частиц, проникновению нейтрона в атомное ядро. Характер взаимодействия нейтронов с ядрами различен для быстрых и медленных нейтронов. Нейтроны называются быстрыми, если их скорость V так велика, что соответствующая длина волны де Бройля нейтронов $\lambda = h/mV$ много меньше радиуса R ядра, т.е. $h/mV \ll R$ или $V \gg h/mR$. Энергии быстрых нейтронов заключены в пределах от 0,1 МэВ до 50 МэВ. Если $\lambda \geq R$, то нейтроны называются медленными. Энергии медленных нейтронов не превышают 100 кэВ. Медленные нейтроны с энергиями от 0,0025 эВ до 0,5 эВ называются тепловыми нейтронами. Наиболее эффективно взаимодействуют с ядрами медленные нейтроны, т.к. для них увеличивается время пролета нейтрона вблизи ядра и, следовательно, вероятность

взаимодействия. Быстрые нейтроны могут испытать упругое соударение с ядром и рассеяться.

Взаимодействие нейтронов с ядрами состоит, главным образом, либо в упругом рассеянии нейтронов на ядрах, либо в захвате нейтронов ядрами. В веществах, называемых замедлителями (графит, тяжелая вода D_2O , HDO , соединения бериллия), быстрые нейтроны рассеиваются на ядрах, и их энергия переходит в энергию теплового движения атомов вещества-замедлителя. В результате нейтроны становятся тепловыми.

Если энергия тепловых нейтронов совпадает с энергией составного (промежуточного) ядра, то может произойти захват нейтрона материнским ядром. Захват нейтрона приводит к искусственной радиоактивности или делению ядер. Именно таким способом в период с 1934 по 1936 гг. в Риме Энрико Ферми получил ряд ранее неизвестных изотопов. Кроме того, при бомбардировке нейтронами самого тяжелого из тогда известных элементов – урана, Ферми получил два новых элемента: нептуний ${}_{93}^{239}Np$ и плутоний ${}_{94}^{239}Pu$, при этом наблюдалась следующая цепочка ядерных превращений:



Плутоний ${}_{94}^{239}Pu$ благодаря эффективному делению под действием тепловых нейтронов играет важнейшую роль в получении ядерной энергии. Этот элемент является α -радиоактивным с периодом полураспада 24 000 лет и превращается в устойчивый изотоп урана ${}_{92}^{235}U$.

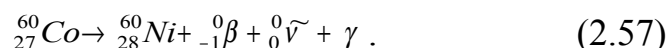
Радионуклиды в относительно больших количествах могут быть получены в атомных реакторах путем облучения ядер стабильных элементов нейтронами. Поглощая нейтрон, стабильное ядро превращается в радионуклид того же элемента:



Таким образом может быть получен широко применяемый в медицине радиоактивный кобальт:



Радиоактивный ${}_{27}^{60}Co$ подвержен электронному распаду по схеме:



Образующееся ядро атома никеля оказывается в возбужденном состоянии, его переход в основное состояние сопровождается испусканием гамма-кванта, кроме того, образуется ещё и антинейтрино. Возникающее

гамма-излучение используется в лучевой терапии для воздействия на злокачественные новообразования.

Итак, другой (более распространенный) метод получения радионуклидов – бомбардировка ядер атомов нейтронами (нейтронная активация).

Радионуклиды могут быть получены также путем выделения их из продуктов деления ядер урана, содержащихся в отработанных стержнях уранового реактора (например, радиоактивный йод).

2.6.2 Деление тяжелых ядер. Цепная реакция

Описанные ядерные реакции следует отличать от цепных реакций деления ядер, которые используются для получения энергии в ядерных реакторах. В данном случае после поглощения ядром нейтрона происходит его деление с испусканием нескольких нейтронов и выделением энергии. Этот процесс сопровождается и реакциями, тип которых описан выше.

Исследования Ферми продолжили немецкие ученые Отто Ган и Фриц Штрассман, а также Лизе Мейтнер (Австрия). Ган и Штрассман (оба радиохимики) в 1938 г. обнаружили, что при облучении нейтронами урана и тория возникают изотопы химических элементов, лежащих где-то в середине таблицы Менделеева. Природа этих явлений была понята Л. Мейтнер и О.Фришем в 1939 г. Они предположили, что ядро урана, захватившее нейтрон, делится на две части приблизительно одинаковой массы. Эти осколки оказываются сильно перегруженными нейтронами (см. зависимость, приведенную на рисунке 2.2). Чтобы уменьшить эту перегруженность, в ядрах осколков происходит процесс превращения нейтронов в протоны (β^- -распад). Из зависимости, приведенной на рисунке 2.1, следует, что при делении одного ядра урана (удельная энергия связи $\sim 7,6$ МэВ/нуклон) на два осколка в середине таблицы Менделеева (удельная энергия связи $\sim 8,5$ МэВ/нуклон) выделяется энергия ~ 200 МэВ. В ядерном масштабе это – очень большая энергия!

Простейшая теория деления ядра была разработана в 1939 г. Н.Бором и независимо от него Я.Френкелем. В основу этой теории была положена капельная модель ядра, т.е. ядро представляли как каплю заряженной жидкости. Согласно этой модели (см. рисунок 2.11), нейтрон при поглощении его ядром ${}^{235}_{92}\text{U}$ передает ему дополнительную внутреннюю энергию. Образуется составное (промежуточное) ядро ${}^{236}_{92}\text{U}$, находящееся в сильно возбужденном состоянии. Это приводит к более интенсивному движению нуклонов в ядре, в результате чего ядро принимает форму эллипсоида. При этом короткодействующее ядерное взаимодействие нуклонов ослабевает из-за возросшего расстояния между ними, а электростатическое отталкивание ослабевает лишь незначительно и становится доминирующим; в результате в ядре получается перетяжка, в области которой находятся, в основном, нейтральные нейтроны.

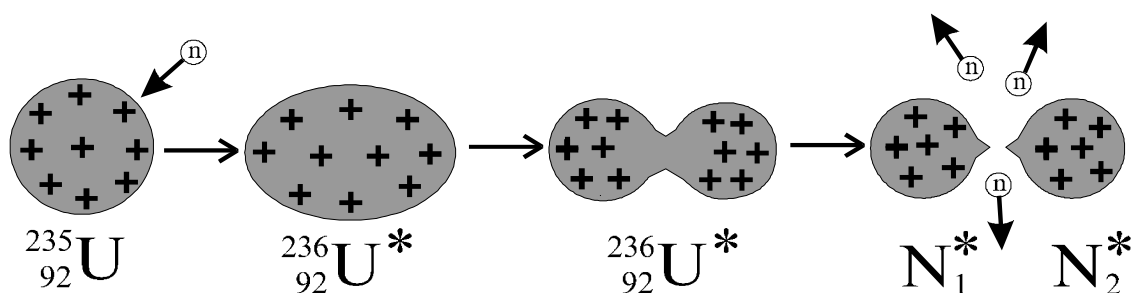
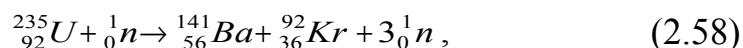


Рисунок 2.11 – Схема устройства ядерного реактора

В дальнейшем ядро расщепляется на два осколка N_1 и N_2 , а два-три нейтрона, находившиеся в области перетяжки, оказываются свободными. Осколки N_1 и N_2 получаются в возбужденном состоянии, и их внутренняя энергия идет на испускание γ -лучей. Ядра-осколки, как правило, оказываются β -радиоактивными и распадаются с самыми разными периодами полураспада. Типичной является реакция деления



хотя существует немало и других реакций.

Нейтроны, испускаемые в каждом акте деления, можно использовать для осуществления цепной ядерной реакции: один нейтрон первоначально вызывает деление одного ядра урана; два или три образовавшихся нейтрона вызовут дополнительные акты деления и т.д., так что процесс лавинообразно нарастает. Ферми и его сотрудники доказали возможность такой реакции, построив в 1942 г. первое устройство, в котором была осуществлена управляемая ядерная реакция (ядерный реактор).

При создании любого ядерного реактора приходится решать ряд проблем. Во-первых, вероятность поглощения нейтрона ядром $^{235}_{92}\text{U}$ велика только для медленных нейтронов, нейтроны же испускаемые при делении – быстрые нейтроны, следовательно, необходимо уменьшить их энергию. Во-вторых, возникающие при делении нейтроны могут поглощаться другими ядрами и вызывать иные ядерные реакции, а не реакции деления. Например, $^{238}_{92}\text{U}$ поглощает нейтроны и превращается в изотоп $^{239}_{92}\text{U}$, а природный уран содержит 99,3% изотопа $^{238}_{92}\text{U}$ и только около 0,7% делящегося изотопа $^{235}_{92}\text{U}$. В-третьих, часть нейтронов вылетает из зоны реакции, не успев вызвать дальнейшее деление.

Для решения первой проблемы в ядерных реакторах используется замедлитель – тяжелая вода, графит, соединения бериллия.

Вторая проблема решается путем обогащения природного урана с целью повышения содержания изотопа $^{235}_{92}\text{U}$ до 2÷5%. Обогащение естественного урана производится путем разделения изотопов. Это очень длительный и дорогой процесс. Его практически невозможно осуществить химическими методами, т.к. химические свойства изотопов одинаковы.

Приходится применять различные физические методы, использующие небольшое различие масс их атомов.

Третья из отмеченных проблем означает, что масса делящегося вещества должна быть больше некоторой минимальной величины (критической массы). Для уменьшения критической массы делящееся вещество окружают отражателями нейтронов – слоями неделящегося вещества, которое не захватывает, а возвращает в активную область большую часть вылетающих из нее нейтронов.

Основными элементами ядерного реактора являются: ядерное горючее, замедлитель и отражатель нейтронов, теплоноситель для отвода тепла, образующегося в реакторе, регуляторы скорости развития цепной реакции. Различают реакторы на медленных и на быстрых нейтронах. Для работы первых обязательно наличие замедлителя, вторые могут работать без него.

Схема устройства ядерного реактора на медленных нейтронах изображена на рисунке 2.12. Ядерным горючим являются изотоп урана $^{235}_{92}\text{U}$, плутоний $^{239}_{94}\text{Pu}$, торий $^{232}_{90}\text{Th}$. В качестве отражателей нейтронов используются те же вещества, которые служат замедлителями. Быстрое развитие цепной реакции сопровождается выделением большого количества тепла и перегревом реактора. Для поддержания стационарного режима работы в активную зону реактора вводятся управляющие стержни из материалов, сильно поглощающих тепловые нейтроны, например, из бора или кадмия. Теплоносителем в реакторе служит вода, жидкий натрий и другие вещества. Энергия, выделяющаяся в реакции, теплоносителем передается воде, которая, превращаясь в пар, вращает связанную с генератором турбину.

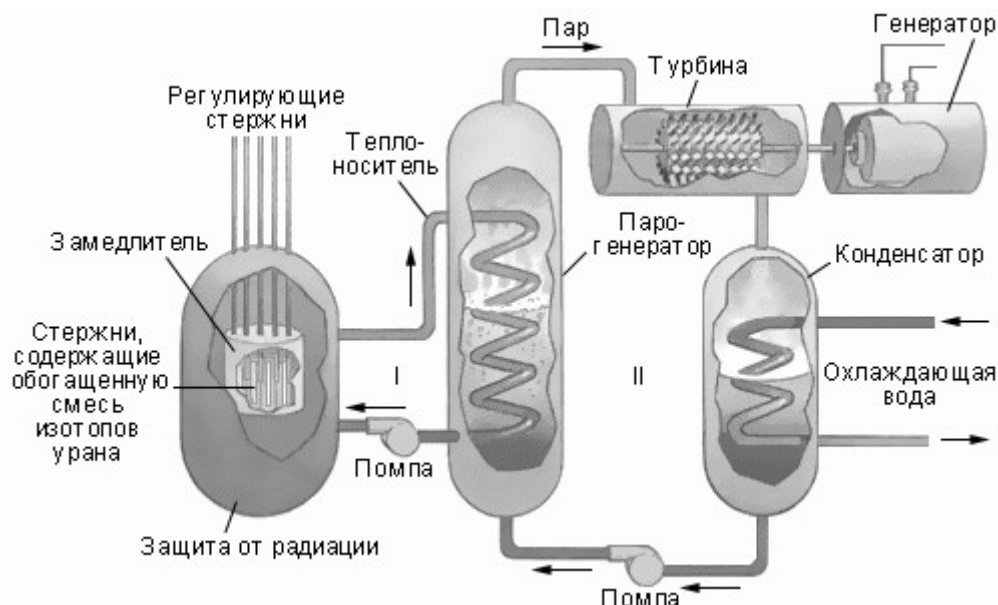


Рисунок 2.12 – Схема устройства ядерного реактора

В ядерных реакторах, работающих на быстрых нейтронах, осуществляется процесс воспроизводства ядерного горючего.

Как следует из реакции (6.13), захват нейтронов атомами урана $^{238}_{92}\text{U}$ приводит к созданию плутония $^{239}_{94}\text{Pu}$, который можно достаточно легко

химическим путем отделить от ${}^{238}_{92}\text{U}$. Для поддержания цепной реакции необходимо, чтобы только один нейтрон из числа образовавшихся, вызывал деление ядер ${}^{235}_{92}\text{U}$. Остальные 1 или 2 нейтрона могут быть захвачены ядрами ${}^{238}_{92}\text{U}$ и создать одно или два ядра ${}^{239}_{94}\text{Pu}$. В специальных воспроизводящих реакторах коэффициент воспроизводства ядерного горючего превышает единицу. В активную зону такого ядерного реактора большой мощности (типа РБМК Чернобыльской АЭС) загружается около 190 тонн топлива в виде сплава урана ${}^{238}_{92}\text{U}$, слабо обогащенного изотопом ${}^{235}_{92}\text{U}$, с тяжелым металлом (висмут, свинец), мало поглощающим нейтроны. Замедлитель в таких реакторах отсутствует.

Превращение некоторой части урана в плутоний происходит в несколько этапов. При облучении ${}^{238}_{92}\text{U}$ нейтронами происходит образование ${}^{239}_{92}\text{U}$:



Образовавшийся ${}^{238}_{92}\text{U}$ за счет электронного распада превращается в радионуклид нептуния:



который из-за последующего распада превращается в радиоактивный плутоний:



Образовавшийся ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ при попадании его в окружающую среду вызывает её длительное и крайне опасное радиационное загрязнение из-за своей альфа-радиоактивности.

2.6.3 Ядерный синтез (термоядерные реакции)

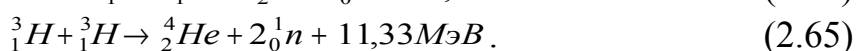
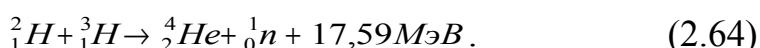
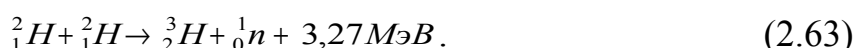
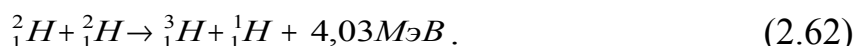
Как упоминалось выше, слияние легких ядер в одно ядро сопровождается выделением огромного количества энергии. Образование ядер в процессе слияния отдельных нуклонов или легких ядер называется ядерным синтезом.

Для слияния легких ядер или нуклонов в одно ядро они должны сблизиться на расстояние, равное радиусу действия ядерных сил $\sim 10^{-15}$ м. Такому сближению препятствует кулоновское отталкивание. Расчеты показывают, что для преодоления этого отталкивания ядра должны обладать кинетической энергией, соответствующей температурам $\sim 10^7$ К. По этой причине реакции ядерного синтеза часто называют термоядерными реакциями. Термоядерные реакции происходят в недрах Солнца и звезд и являются источником энергии, обеспечивающим их излучение.

В земных условиях термоядерная реакция осуществлена пока только в военных целях в термоядерной (водородной) бомбе. В ней происходит

самоподдерживающаяся термоядерная реакция. Взрывчатым веществом служит смесь изотопов водорода – дейтерия 2_1H и трития 3_1H . Высокая температура, необходимая для протекания реакции, получается при взрыве обычной атомной бомбы.

Возможность использования энергии ядерного синтеза в мирных целях и создания термоядерного реактора весьма заманчива, но до сих пор проблема построения термоядерного реактора до конца не решена. Наиболее вероятно создание термоядерного реактора на следующих реакциях синтеза с участием дейтерия и трития (справа указано энергосодержание):



Энергия, выделяющаяся в реакциях ядерного синтеза в расчете на единицу массы горючего, гораздо больше, чем при делении ядра. Кроме того, при ядерном синтезе не столь остра проблема захоронения радиоактивных отходов. В качестве горючего термоядерного реактора можно использовать дейтерий, в изобилии встречающийся в воде океанов (распространенность дейтерия составляет 0,015%, или около 1 г дейтерия на 60 л воды).

К сожалению, на пути создания надежно действующего термоядерного реактора все еще стоят значительные трудности. Они обусловлены тем, что для начала термоядерной реакции необходимы очень высокие температуры. Все вещества при таких температурах находятся в состоянии плазмы, а проблема удержания высокотемпературной плазмы достаточной плотности в состоянии равновесия в течение времени, необходимого для начала реакции синтеза, до сих пор не решена.

Альтернативный метод состоит в использовании твердых гранул горючего, быстро разогреваемых интенсивным лазерным или электронным пучком. Этот метод весьма перспективен, но осуществить управляемую термоядерную реакцию с его помощью также пока не удалось.

2.7 Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом

Рассмотрим вначале общие параметры, характеризующие это взаимодействие. Основная часть энергии заряженных частиц и γ -квантов, взаимодействующих с веществом, идет на его ионизацию. Степень этой ионизации зависит от свойств излучения и от структуры объекта. Кроме того, она зависит от того расстояния l , которое квант излучения или частица проходит в веществе. Так, например, α -частицы и протоны создают максимальную ионизацию в конце своего пробега – перед моментом полной растраты своей энергии.

Для количественной характеристики ионизирующего эффекта частицы, распространяющейся в веществе по направлению l , выделим произвольно тонкий слой вещества толщиной dl . Допустим, в нем образовалось число пар ионов dn (см. рисунок 2.13).

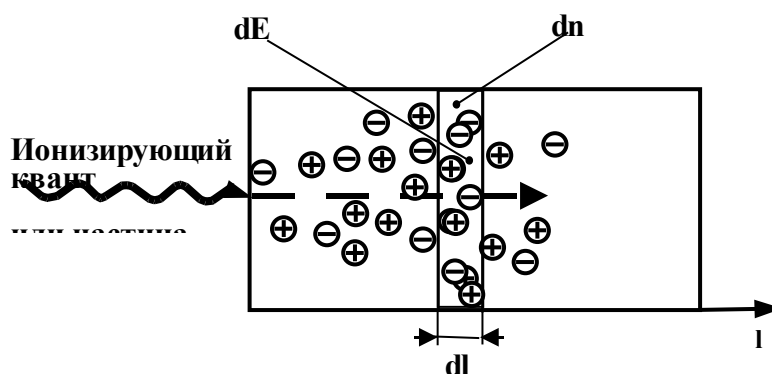


Рисунок 2.13 – Схема прохождения частиц через вещество

Линейная плотность ионизации i – это отношение числа ионов одного знака, образованных заряженной ионизирующей частицей на элементарном пути dl , к величине этого пути:

$$i = \frac{dn}{dl}. \quad (2.66)$$

Обычная единица ее измерения – *частиц/см* или *пар ионов/см*. Подчеркнем, что линейная плотность ионизации зависит от пути, пройденного частицей в веществе: $i = f(l)$.

Энергия, передаваемая частицей веществу, расходуется не только на его прямую ионизацию, но и на другие структурные перестройки, характер и степень развития которых также зависят от вида излучения и состава вещества. Чем больше энергия dE , выделившаяся в слое толщиной dl , тем сильнее разрушительное действие ионизирующего излучения.

Линейная передача энергии (ЛПЭ) является физической характеристикой качества ионизирующего излучения – это отношение энергии dE , переданной среде движущейся заряженной частицей вследствие столкновений при перемещении ее на расстояние dl , к этому расстоянию:

$$\text{ЛПЭ} = \frac{dE}{dl}. \quad (2.67)$$

Системная единица ее измерения *Дж/м*. Чаще эту величину измеряют во внесистемных единицах: килоэлектрон-вольт на микрометр воды (*кэВ/мкм*). Для незаряженных частиц ЛПЭ не применяется, но используются значения ЛПЭ вторичных заряженных частиц, образующихся в веществе.

Как и линейная плотность ионизации, ЛПЭ зависит от расстояния, проходимого частицей или квантом в веществе. Быстрые электроны теряют свою энергию при прохождении первых сантиметров биологической ткани.

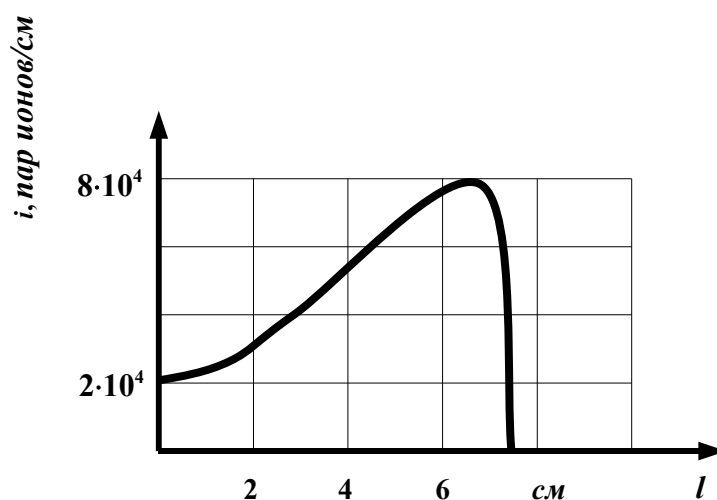
Тяжелые заряженные частицы (альфа-частицы, протоны, дейтроны) в начале своего пробега растрачивают свою энергию довольно равномерно, а в конце его ЛПЭ для этих частиц резко возрастает.

Средний линейный пробег частицы определяется средним значением расстояния между началом и концом пробега.

Рассмотрим теперь особенности взаимодействия с веществом различных частиц.

1) Альфа-частицы обладают высокой ионизирующей способностью. На рисунке 2.14 показана зависимость линейной плотности ионизации воздуха от длины пути, проходимого в нем альфа-частицей, возникающей при распаде естественно-радиоактивных нуклидов.

Рисунок 2.14 – Зависимость линейной плотности ионизации воздуха от



длины пути, проходимого в нем альфа-частицей

По мере продвижения альфа-частицы в вещество вначале плотность ионизации возрастает, а затем, практически при завершении пробега, резко падает. Как видно из рисунка 2.14, линейная плотность ионизации в воздухе изменяется от $2 \cdot 10^4$ в начале пробега до $8 \cdot 10^4$ пар ионов/см в его конце. Суммарное число ионов, образованных в веществе за счет полного пробега альфа-частицы, может быть получено интегрированием зависимости $i(l)$. Средний линейный пробег альфа-частицы зависит от ее энергии и свойств вещества. В воздухе он равен нескольким сантиметрам, в жидкостях и биологических тканях: $10 \div 100$ мкм. Несмотря на небольшую глубину проникновения альфа-частиц в биологическую ткань, их разрушительное действие весьма значительно из-за высокой ионизирующей способности. Кроме ионизации, при взаимодействии альфа-частиц с веществом развивается и ряд других эффектов: возбуждение атомов, возникновение характеристического рентгеновского излучения, радиолуминесценция и др. Более редкий процесс – взаимодействие альфа-частиц с ядрами атомов, входящих в состав вещества. В этом случае возможны ядерные реакции.

2) Бета-частицы, обладая по сравнению с альфа-частицами меньшим зарядом и существенно меньшей массой, имеют и меньшую ионизирующую способность. В воздухе линейная плотность ионизации может быть рассчитана по формуле:

$$i = k \left(\frac{c}{V} \right)^2, \quad (2.68)$$

где c – скорость света в вакууме,

V – скорость бета-частицы,

$k \approx 46$ пар ионов/см.

За счет рассеяния на электронах вещества при распространении в нем бета-частицы сильно изменяют свои первичные направления распространения. Глубина проникновения бета-излучения в ткани организма составляет 10÷15 мм. Кроме ионизации, за счет торможения электронов в веществе возникает тормозное рентгеновское излучение. Позитроны при попадании в вещество могут вступать в реакцию аннигиляции с электронами, образуя гамма-кванты:



3) Гамма-излучение. Представляя собой весьма короткие электромагнитные волны это излучение является более жестким, чем рентгеновское, хотя первичные механизмы взаимодействия с веществом во многом аналогичны. В первичных актах взаимодействия меньшее значение здесь имеет когерентное рассеяние, поскольку оно проявляется для энергий кванта, меньших энергии ионизации атома. Гамма-фотон обладает большей энергией, чем квант рентгеновского излучения, и за счет фотоэффекта и некогерентного рассеяния при его взаимодействии с веществом образуются рассеянные вторичные гамма-кванты высоких энергий и электроны, ионизирующие среду. Кроме того, высокоэнергетичные гамма-кванты в силовом поле ядер атомов вещества могут вызывать образование электронно-позитронных пар – процесс, обратный приведенной выше реакции аннигиляции:



Поскольку при распространении в веществе гамма-излучение вызывает ряд вторичных процессов, экспоненциальный закон ослабления его интенсивности выполняется приближенно, особенно, для гамма-квантов высоких энергий. Проникающая способность гамма-излучения весьма высока – в воздухе средняя длина пробега квантов превышает десятки и даже сотни метров, тело человека пронизывается ими практически полностью.

4) Нейтроны. Несмотря на отсутствие заряда у нейтрона, нейтронные потоки также производят ионизацию вещества. Ионизирующее действие возникает за счет сложных процессов. Это может быть деление ядер при захвате нейтронов, из-за которого возникают радиоактивные осколки, заряженные частицы и гамма-излучение. Могут происходить ядерные реакции с выделением протонов и альфа-частиц. Поскольку из-за отсутствия заряда нейтроны глубоко проникают в вещество, защита от нейтронного облучения представляет сложную задачу. Быстрые нейтроны необходимо сначала замедлить, для чего используются водородосодержащие вещества (например, вода). Затем применяют вещества, активно поглощающие нейтроны (например, кадмиевые поглотители).

Радиоактивное излучение всех видов (альфа, бета, гамма, нейтроны), а также электромагнитная радиация (рентгеновское излучение) оказывают очень сильное биологическое воздействие на живые организмы, которое заключается в процессах возбуждения и ионизации атомов и молекул, входящих в состав живых клеток. Под действием ионизирующей радиации разрушаются сложные молекулы и клеточные структуры, что приводит к лучевому поражению организма. Поэтому при работе с любым источником радиации необходимо принимать все меры по радиационной защите людей, которые могут попасть в зону действия излучения.

2.8 Принципы радионуклидных методов диагностики

В основе радионуклидной диагностики лежит использование радионуклидов или меченых ими химических соединений. Все радионуклидные методики связаны с введением радиофармацевтических препаратов в организм больного или в извлеченные из организма ткани и жидкости. Введенные в организм радионуклиды являются источниками γ -излучения, которое регистрируется специальными детекторами. Затем производится обработка данных.

В составе радиодиагностических приборов выделяют три основных блока: 1) детектор, преобразующий излучение от объекта в электрические импульсы; 2) электронный блок, обеспечивающий необходимые преобразования (в частности, усиление) импульсов детектора и их передачу на регистрирующее устройство; 3) регистрирующее устройство, отображающее диагностическую информацию в той или иной форме; к нему могут прилагаться дополнительные устройства для обработки и анализа информации.

К вводимым внутрь организма радиофармацевтическим препаратам должны предъявляться следующие требования:

- 1) При распаде радионуклид должен испускать частицы, которые легко регистрируются соответствующей аппаратурой. Альфа-активные радионуклиды для диагностических целей не пригодны – даже в весьма тонком слое биологической ткани они быстро поглощаются и не могут быть зарегистрированы. Бета-частицы можно зарегистрировать лишь при их испускании с тонких поверхностных слоев тела. Поэтому наибольшее значение в диагностике имеют гамма-излучающие радионуклиды, так как гамма-кванты за счет высокой

проникающей способности легко детектируются, даже если они исходят от глубоко расположенных внутренних органов.

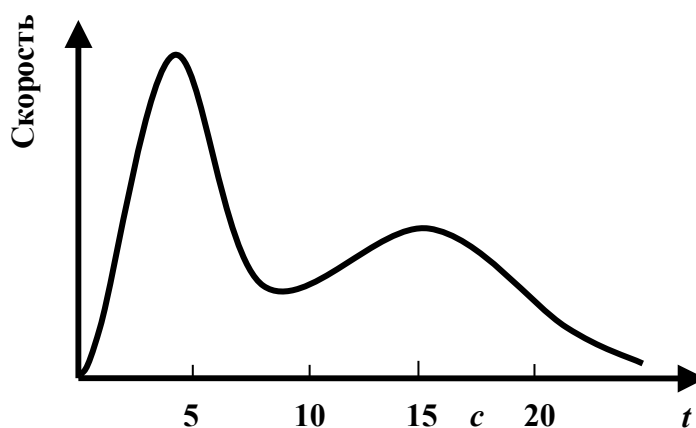
- 2) Продвигаясь с течением жидкостей организма или включаясь в обмен веществ, радиофармпрепараты, излучая гамма-кванты, должны отражать интересующую врача-диагноста функцию органа или организма.
- 3) Введенный препарат должен создавать минимальную лучевую нагрузку на организм. Это достигается применением радионуклидов с малым периодом полураспада и препаратов, которые достаточно быстро выводятся из организма. Период половинного исчезновения радионуклидов из организма за счет процессов физического распада и биологического выведения должен приближаться ко времени диагностического обследования.

Методы радионуклидной диагностики условно можно разделить на две группы: радиографию и гамма-топографию.

Радиография (гамма-хронография) – метод функционального исследования, в основе которого лежит изучение зависимости интенсивности гамма-излучения органа (после введения радиофармацевтического препарата) от времени. Посредством таких исследований можно судить о движении крови по сосудам и камерам сердца, о функционировании печени, почек, легких и т.д.

Рассмотрим упрощенные примеры использования радиографии. При получении гамма-хронограммы сердца больного кладут на спину, а над его грудной клеткой устанавливают детектор гамма-излучения так, чтобы в детектор попадало гамма-излучение от сердца. В вену локтевого сгиба вводят радиоактивный препарат. Детектор вырабатывает электрический сигнал, пропорциональный числу гамма-квантов, идущих от сердца за единицу времени, т.е. фиксирует скорость счета в зависимости от времени. Запись выходного сигнала детектора на ленте самописца имеет вид, показанный на рисунке 2.15.

Рисунок 2.15 – Выходной сигнал детектора на ленте самописца



Через несколько секунд после инъекции препарат достигает правого

желудочка сердца. На ленте самописца начинается подъем кривой, который к 3-4-й секунде достигает максимума. Этот момент соответствует накоплению крови в правом желудочке сердца, затем препарат переходит с кровью в сосуды легких, что отражается снижением кривой. Заполнению левого желудочка соответствует следующий максимум графика, который из-за разбавления радионуклидов кровью будет меньше первого. Затем концентрация препарата снижается до некоторого стабильного уровня, соответствующего его равномерному распределению в крови. Обработка данных позволяет рассчитать целый ряд важнейших гемодинамических показателей: минутный объем крови, ударный объем, общее периферическое сопротивление и др. Вид регистрируемой кривой изменяется в зависимости от характера патологии. Так, если имеется дефект межжелудочковой перегородки и кровь правого и левого желудочка перемешивается до поступления в малый круг кровообращения, минимум на графике будет выражен слабо.

Рассмотрим еще один пример, связанный с радиографическим исследованием почек. Соответствующая гамма-хронограмма представлена на рисунке 2.16.

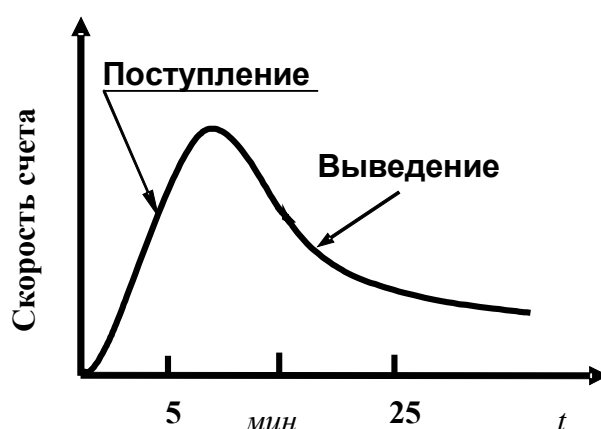


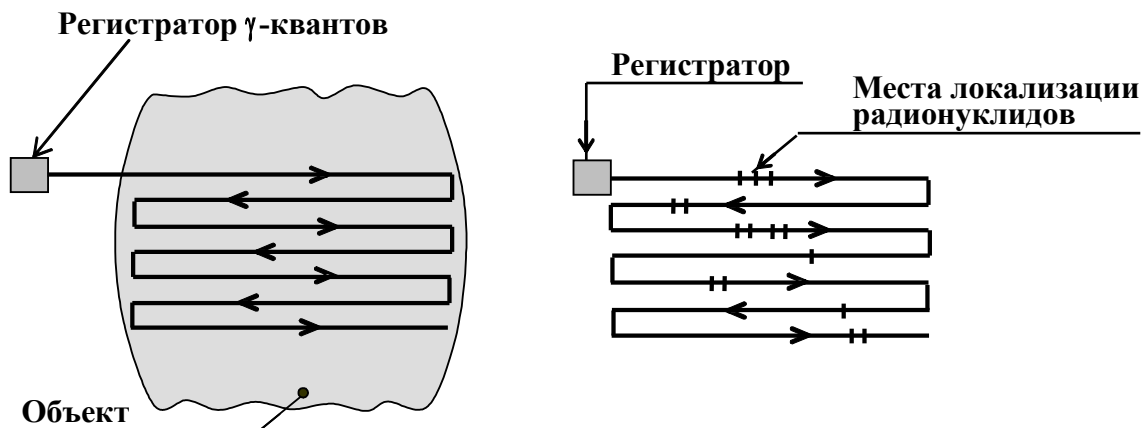
Рисунок 2.16 – Выходной сигнал детектора на ленте самописца

Радиоактивный препарат, введенный внутривенно, приносится с кровью в артерии почек. Это обуславливает быстрое появление излучения над почками (возрастающая часть кривой). Затем содержимое канальцев стекает, и в течение нескольких минут создается примерное равновесие между поступлением и убыванием радиоактивного препарата, чему соответствует вершина кривой. В дальнейшем отток начинает преобладать над поступлением и количество гамма-квантов, поступающих на детектор за единицу времени, уменьшается – это вызывает снижение кривой.

Анализ получаемых таким методом данных дает подробную информацию о функционировании почки. Можно, например, обнаружить преимущественное нарушение поступления препарата в почку (по восходящей ветви кривой), либо нарушение выведения (по нисходящей ветви). Так, при мочекаменной болезни перекрытие мочеточника камнем приводит к тому, что нисходящая ветвь гамма-хронограммы идет почти параллельно оси абсцисс.

Производя подобные измерения для каждой из двух почек, легко провести сравнительную оценку их функционирования.

Гамма-топография представляет собой клинико-анатомическое исследование, давая информацию о локализации, величине и положении органа и о распределении в нем функционирующей ткани. Она основана на изучении



пространственного распределения радионуклидов, накапливаемых в органе. В данном методе распределение радионуклидов в организме получают в виде изображения. Один из методов получения изображения (сканирование) состоит в том, что детектор гамма-излучения последовательно перемещается над исследуемой частью тела (см. рисунок 2.17).

Рисунок 2.17 – Метод сканирования

Информация о распределении радионуклида преобразуется в изображение на бумаге. Каждому гамма-кванту, улавливаемому детектором, соответствует электрический импульс, а этому импульсу – штрих на бумаге. О распределении радионуклида судят по положению и густоте штриховки. Для иллюстрации на рисунке 2.18 показана гамма-топограмма щитовидных желез.



Рисунок 2.18 – Гамма-топограмма щитовидных желез

Другой метод (авторадиография) не требует последовательных передвижений детектора. Его принцип (см. рисунок 2.19) состоит в том, что на исследуемый объект наносится слой чувствительной фотоэмульсии. При

распаде радионуклидов, депонированных в объекте, испускаемые ионизирующие частицы или кванты оставляют следы в определенных участках фотоэмульсии, на которой фиксируется распределение радионуклидов в объекте исследования. Детектором гамма-излучения может служить также большой кристалл, на который попадает излучение всего исследуемого объекта. Под действием гамма-квантов в местах их попадания на кристалл возникают световые вспышки (сцинтилляции), изображение которых получают на экране осциллографа, пленке или фотобумаге.

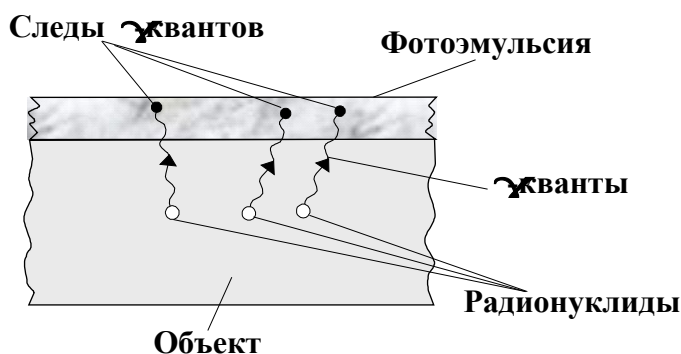


Рисунок 2.19 – Метод авторадииографии

Возможности гамма-топографии проиллюстрируем простейшим примером исследования печени. После внутривенного введения радиоактивного препарата печень здорового человека накапливает его достаточно равномерно. Если же часть функционирующей паренхимы печени заменена соединительной тканью (например, при циррозе), то в этих местах накопление радионуклида будет существенно меньше и очаги поражения проявляются на гамма-топограмме. На рисунке 2.20 представлена гамма-топограмма печени, где в ее левой доле наблюдается участок с пониженным накоплением радионуклидов.



Рисунок 2.20 – Гамма-топограмма печени

Хотя гамма-топография представляет собой морфологическое исследование, по серии гамма-топограмм можно определять сроки и характер накопления и выведения радионуклида в органе. То есть, так же, как и при радиографии, можно судить о функции органа.

2.9 Физические основы лучевой терапии

Лучевая терапия – клиническая дисциплина, изучающая применение ионизирующих излучений для лечения болезней. Методы лучевой терапии являются одними из ведущих в комплексном лечении больных со злокачественными новообразованиями.

При использовании лучевой терапии необходимо наиболее интенсивно воздействовать излучением на очаг патологии при минимальном поглощении энергии в окружающих его здоровых тканях и органах. Это весьма серьезная проблема и некоторые приемы ее разрешения для каждого конкретного случая лечения заключаются в оптимальном выборе излучения с определенными физическими свойствами и способа воздействия.

Рассмотрим некоторые особенности излучений, применяемых для лучевой терапии. Рентгеновское излучение низких и средних энергий обуславливает эффект при воздействии на поверхностно расположенные образования или при лечении заболеваний, не требующих высоких интенсивностей облучения. Это вызвано тем, что в глубине ткани интенсивность такого рентгеновского излучения достаточно резко убывает и на глубине 10 см обычно не превышает 20% от интенсивности падающего пучка рентгеновских лучей. На рисунке 2.21, где представлено распределение поглощенной энергии некоторых излучений в биологической ткани, ослабление рентгеновского излучения показано пунктирной кривой.

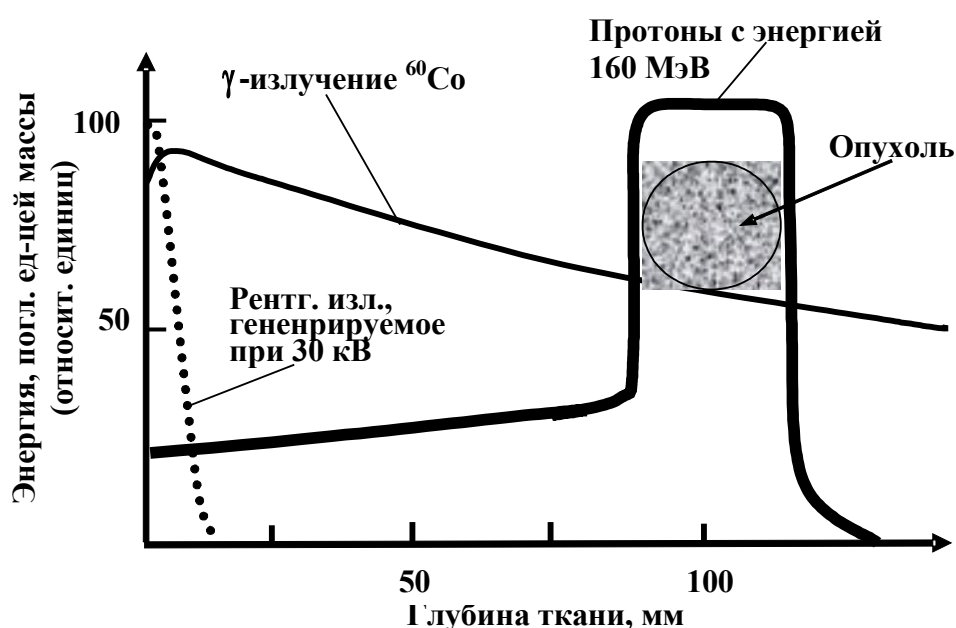


Рисунок 2.21 – Распределение поглощенной энергии некоторых излучений в биологической ткани

Гамма-излучение вызывает максимальную ионизацию слоев ткани, расположенных существенно глубже от поверхности, что позволяет разрушать глубоко расположенные опухоли с несколько меньшим риском повреждения кожи и окружающих здоровых тканей. Источником излучения в гамма-терапии чаще всего являются радионуклиды $^{60}_{27}\text{Co}$, создающие при своем распаде наряду с электронами высокоэнергетичные гамма-кванты.

Электронные пучки с энергией 25 МэВ создают ионизацию с её максимальным значением на глубине 1÷3 см и используются для облучения неглубоко лежащих патологических очагов. До столь значительных энергий электронные пучки разгоняются в ускорителях.

Вообще, ускорители заряженных частиц используются в лучевой терапии не только для сообщения высокой энергии частицам, непосредственно воздействующим на объект. В ускорителях электронов (бетатронах), за счет резкого торможения электронов, попадающих на мишень, получают жесткое тормозное рентгеновское излучение с высокой энергией квантов (десятки МэВ), которые используются для облучения. При этом максимальная ионизация тканей происходит на глубине 4÷6 см, а ткани, расположенные ближе к поверхности тела, получают не более половины максимальной дозы.

Протоны, как и альфа-частицы, дают максимум ионизации в конце своего пробега в веществе. Это позволяет при протонном облучении подвести высокую энергию к облучаемому очагу без существенного облучения окружающих его нормальных тканей. Однако для обеспечения глубины проникновения в ткань 11÷14 см протонные пучки должны обладать энергией 120÷160 МэВ.

Альфа-частицы из-за малого пробега в веществе могут использоваться в лучевой терапии при контакте с организмом или при введении внутрь его. Характерным примером является радоновая терапия. Воды, содержащие $^{222}_{86}\text{Rn}$ и продукты его распада, могут использоваться для воздействия на кожу через радоновые ванны, органы пищеварения (питьё) и дыхания (ингаляции).

Нейтроны с энергией 10÷15 МэВ дают распределение производимой ионизации по глубине ткани, сходное с аналогичными эффектами при рентгеновском облучении – максимум ионизирующего эффекта располагается на поверхности облучаемого участка тела.

2.10 Контрольные вопросы

- 1) Какие частицы образуют ядро атома цинка?
- 2) Чем отличаются изобары и изотопы?
- 3) Почему прочность ядер уменьшается при переходе к тяжелым элементам?
- 4) Как (по какому закону) изменяется со временем активность нуклида?
- 5) Какие явления сопровождают прохождение γ -излучения через вещество и в чем их суть?

- 6) По каким признакам можно классифицировать ядерные реакции?
- 7) Что представляет собой реакция деления ядер?
- 8) Какова природа первичного и вторичного космического излучения?
- 9) Какие законы сохранения выполняются для всех типов взаимодействий элементарных частиц?
- 10) Назовите свойства нейтрино и антинейтрино.
- 11) Определить радионуклид, который образуется в результате захвата нейтронов ядрами ${}_{92}^{238}\text{U}$ и двух последующих β -распадов. Какова схема дальнейшего распада образовавшегося нуклида?
- 12) Записать реакцию распада ${}_{53}^{131}\text{I}$. Почему загрязнение среды этим радионуклидом и его наличие в организме наиболее просто обнаружить? В чем сущность йодной профилактики?
- 13) Записать реакции распада ${}_{55}^{137}\text{Cs}$ и ${}_{38}^{90}\text{Sr}$. В чем состоят различия в накоплении этих радионуклидов в тканях организма? Наличие какого из них обнаруживается проще? Почему?
- 14) Сформулируйте и обоснуйте основные требования к радиофармпрепаратам.
- 15) Какой вид излучения следует выбрать для облучения небольшой опухоли, расположенной на глубине 3 см: пучок электронов высокой энергии или гамма-излучение ${}_{27}^{60}\text{Co}$?

2.11 Примеры решения задач

1) В опытах Резерфорда поток α -частиц, несущих заряд $2e$ (e – элементарный заряд), направлялся на золотую фольгу. Ядро атома золота содержит 79 протонов. Найдите минимальное значение первоначальной кинетической энергии α -частиц, при котором они могут приблизиться к центру неподвижного ядра золота на расстояние $r = 4,0 \cdot 10^{-14}$ м. Предполагается, что радиус ядра меньше этого расстояния.

Решение:

Альфа-частица приближается к неподвижному ядру золота на минимальное расстояние при лобовом соударении, т. е. при рассеянии на угол 180° . Найдём потенциальную энергию U системы, когда α -частица находится на расстоянии $r = 4,0 \cdot 10^{-14}$ м от центра ядра:

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(2e)(79e)}{r} = 0,91 \cdot 10^{-12} \text{ Дж} = 5,7 \text{ МэВ}.$$

Из закона сохранения энергии следует, что первоначальная кинетическая энергия α -частицы должна быть по крайней мере равна $5,7 \text{ МэВ}$, чтобы частица могла приблизиться к ядру золота на расстояние $4,0 \cdot 10^{-14}$ м.

Альфа-частицы, испускаемые радиоактивными элементами, имеют энергию в диапазоне от 4 до 6 МэВ. В частности, изотоп радия ${}^{226}\text{Ra}$ испускает α -частицы с энергией 4,78 МэВ.

2) С помощью опытов по дифракционному рассеянию α -частиц на ядрах различных атомов установлено, что все ядра, за исключением самых легких, имеют приблизительно шарообразную форму со средним радиусом

$$R \approx (1,2 \cdot 10^{-15} \text{ м}) \cdot A^{1/3},$$

где A – массовое число.

Оцените, исходя из этого соотношения, плотность n числа частиц в ядрах атомов и массовую плотность ρ ядерного вещества.

Решение:

Объем ядра равен $(4/3)\pi R^3$. В этом объеме содержится A нуклонов. Следовательно, число нуклонов в единице объема есть

$$n = \frac{A}{(4/3)\pi R^3} = \frac{A}{(4/3)\pi (1,2 \cdot 10^{-15} \text{ м})^3 \cdot A} = 1,38 \cdot 10^{44} \text{ м}^{-3}.$$

Умножая значение n на массу нуклона, получим массовую плотность ядерного вещества:

$$\rho = nm_p = 1,38 \cdot 10^{44} \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг/м}^3 = 2,3 \cdot 10^{17} \text{ кг/м}^3.$$

Оценки показывают, что ядерное вещество обладает колоссальной плотностью. Один кубический сантиметр ядерного вещества имеет массу 230 млн тонн. Следует обратить внимание на то, что плотность ядерного вещества не зависит от размеров ядра, так как объем ядра пропорционален массовому числу A .

3) Однозарядные ионы изотопов неона ^{20}Ne и ^{22}Ne разгоняются в электрическом поле при напряжении $U=2 \cdot 10^3 \text{ В}$ и попадают в однородное магнитное поле масс-спектрографа с индукцией $B=0,25 \text{ Тл}$. На каком расстоянии друг от друга будут попадать на фотопластинку ионы изотопов неона?

Решение:

Ионы изотопов, попадая в магнитное поле масс-спектрографа, будут иметь различные скорости:

$$V_1 = \sqrt{\frac{2eU}{m_1}} \text{ и } V_2 = \sqrt{\frac{2eU}{m_2}},$$

где e – элементарный заряд,

m_1 и m_2 – масса изотопов ^{20}Ne и ^{22}Ne соответственно.

Заряженные частицы в однородном магнитном поле движутся по окружности радиуса

$$R = \frac{mV}{eB}.$$

Следовательно,

$$R_1 = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2Um_1}{e}} \text{ и } R_2 = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2Um_2}{e}}.$$

Расстояние Δl на фотопластинке между линиями спектра равно

$$\Delta l = 2(R_2 - R_1) = \frac{2}{B} \sqrt{\frac{2U}{e}} (\sqrt{m_2} - \sqrt{m_1}).$$

Пренебрегая различием в массах между протонами и нейтронами, входящими в состав ядер изотопов неона, можно записать:

$$m_1 = Z_1 \text{ а.е.м.}, m_2 = Z_2 \text{ а.е.м.}$$

Поэтому

$$\Delta l = \frac{2}{B} \sqrt{\frac{2U(1 \text{ а.е.м.})}{e}} (\sqrt{22} - \sqrt{20}).$$

Числовой расчет дает: $\Delta l = 11,2 \text{ мм.}$

4) Найдите дефект массы и удельную энергию связи у наиболее распространенного в природе изотопа углерода $^{12}_6\text{C}$.

Решение:

Масса нейтрального атома углерода, включая 12 нуклонов и 6 электронов, равна $12,00000 \text{ а.е.м.}$ (по определению атомной единицы массы). Масса ядра равна массе нейтрального атома за вычетом массы шести электронов. Масса одного электрона равна $m = 0,000549 \text{ а.е.м.}$

$$M_{\text{я}} = 12,00000 \text{ а.е.м.} - 6 \cdot (0,000549 \text{ а.е.м.}) = 11,996706 \text{ а.е.м.}$$

Масса шести протонов и шести нейтронов в свободном состоянии есть

$$6m_p + 6m_n = 6 \cdot (1,007276 \text{ а.е.м.}) + 6 \cdot (1,008665 \text{ а.е.м.}) = 12,095646 \text{ а.е.м.}$$

Дефект массы равен

$$\Delta M = Zm_p + Nm_n - M_{\text{я}} = 12,095646 \text{ а.е.м.} - 11,996706 \text{ а.е.м.} = 0,09894 \text{ а.е.м.}$$

Атомная единица массы эквивалентна энергии $931,5 \text{ МэВ.}$

Следовательно, энергия связи $E_{\text{св}}$ ядра атома углерода равна

$$E_{\text{св}} = \Delta M \cdot c^2 = (0,09894 \text{ а.е.м.}) [931,5 \text{ МэВ} / (1 \text{ а.е.м.})] \approx 92,16 \text{ МэВ.}$$

Таким образом, энергия связи 12 нуклонов в ядре атома углерода равна 92,16 МэВ. Чтобы расщепить ядро на 12 отдельных нуклонов, требуется энергия не менее 92,16 МэВ. Удельная энергия связи ядра $^{12}_6\text{C}$ равна

$$\frac{E_{\text{св}}}{A} = 7,68 \text{ МэВ}.$$

5) Массы ядер изотопов гелия ^3He и ^4He , выраженные в атомных единицах массы (а.е.м.), равны соответственно 3,016030 и 4,002603. Определите энергию связи четвертого нейтрона в ^4He .

Решение:

Масса ядра ^3He и масса отдельного нейтрона в сумме равны

$$3,016030 \text{ а.е.м.} + 1,008665 \text{ а.е.м.} = 4,024695 \text{ а.е.м.}$$

Суммарная масса ядра ^3He и отдельного нейтрона превышает массу ядра ^4He . Дефект массы составляет

$$\Delta M = (4,024695 - 4,002603) \text{ а.е.м.} = 0,022092 \text{ а.е.м.}$$

Отсюда следует, что энергия связи $E_{\text{св}}$ четвертого нейтрона в ядра ^4He равна

$$E_{\text{св}} = \Delta M \cdot c^2 = (0,022092 \text{ а.е.м.}) [931,5 \text{ МэВ} / (1 \text{ а.е.м.})] \approx 20,58 \text{ МэВ}.$$

6) Бета-радиоактивный изотоп кобальта ^{57}Co имеет период полураспада $T=272$ суток. Пусть в источнике, содержащем радиоактивный кобальт, происходит $n=3,70 \cdot 10^4$ распадов в секунду. Определите среднее время τ жизни радиоактивных ядер. Сколько радиоактивных ядер содержит источник?

Решение:

Для упрощения расчетов выразим сначала период полураспада в секундах:

$$T = 272 \text{ сут} \cdot 86400 \text{ с/сут} = 2,35 \cdot 10^7 \text{ с}.$$

Период полураспада T и среднее время жизни связаны соотношением

$$T = \tau \ln 2 = 0,693 \tau.$$

Следовательно,

$$\tau = \frac{T}{0,693} = 3,39 \cdot 10^7 \text{ с}.$$

Число распадов в секунду n (скорость распада) пропорционально количеству нераспавшихся радиоактивных ядер:

$$n = - \frac{\Delta N}{\Delta t} = \lambda N.$$

Из закона радиоактивного распада следует, что постоянная λ равна обратному среднему времени жизни $1/\tau$. При данной скорости распада n число N нераспавшихся ядер равно

$$N = \frac{n}{\lambda} = n \cdot \tau = 1,254 \cdot 10^{12} \text{ ядер.}$$

7) Скорость распада ядер радиоактивного углерода ^{14}C , присутствующего в атмосфере наряду со стабильным углеродом $^{12}_6\text{C}$ равна $n=0,255$ распадов в секунду на один грамм углерода. Период полураспада радиоактивных ядер $T=5730$ лет. Каково относительное содержание атомов радиоактивного углерода в атмосфере?

Решение:

Среднее время жизни τ радиоактивных атомов углерода ^{14}C равно

$$\tau = \frac{T}{\ln 2} = \frac{T}{0,693} = 8268 \text{ лет} = 2,607 \cdot 10^{11} \text{ с.}$$

В одном грамме атмосферного углерода содержится

$$N=n \cdot \tau=6,65 \cdot 10^{10}$$

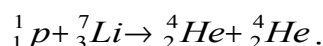
атомов углерода ^{14}C .

Полное число атомов в массе $m=1 \text{ г}$ (т.е. в $1/12,0 \text{ моль}$) равно $N_A/12=5,02 \cdot 10^{22}$, где N_A – постоянная Авогадро.

Таким образом, относительное содержание k_0 атомов радиоактивного углерода в атмосфере равно

$$k_0 = \frac{12nT}{\ln 2 \cdot N_A} = \frac{6,65 \cdot 10^{10}}{5,02 \cdot 10^{22}} = 1,32 \cdot 10^{-12}.$$

8) Определите энергетический выход Q реакции



Масса атома ^7_3Li равна $M_{\text{Li}}=7,016004 \text{ а.е.м.}$, масса атома ^4_2He $M_{\text{He}}=4,002603 \text{ а.е.м.}$, масса атома водорода ^1_1H $M_{\text{H}}=1,007825 \text{ а.е.м.}$

Решение:

Обратите внимание, что в условии задачи заданы не массы ядер, а массы нейтральных атомов. При вычислении дефекта массы ядерной реакции можно вместо масс ядер исходных и конечных продуктов использовать массы нейтральных атомов, так как левая и правая части формулы ядерной реакции содержат одинаковое число электронов (в данном случае 4).

Масса M_1 продуктов до реакции есть

$$M_1 = M_{\text{H}} + M_{\text{Li}} = 8,023829 \text{ а.е.м.}$$

Масса M_2 конечных продуктов реакции равна

$$M_2 = 2M_{\text{He}} = 8,005206 \text{ а.е.м.}$$

Так как начальная масса M_1 превышает массу конечных продуктов ($M_1 > M_2$), энергетический выход реакции $Q > 0$, т.е. реакция идет с выделением энергии.

Дефект массы составляет

$$\Delta M = M_1 - M_2 = 0,018623 \text{ а.е.м.}$$

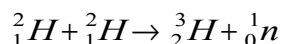
Энергетический выход реакции составляет

$$Q = \Delta M c^2.$$

Принимая во внимание, что $1 \text{ а.е.м.} = 1,660 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ и $1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$, получим числовой ответ: $Q = 17,35 \text{ МэВ}$.

Данная реакция впервые наблюдалась в 1932 году при бомбардировке лития ускоренными протонами. Энергетический выход Q реакции равен разности кинетических энергий конечных и начальных продуктов реакции.

9) Для начала термоядерной реакции



дейтроны должны преодолеть электростатическое поле отталкивания и сблизиться на расстояние $r = 10^{-14} \text{ м}$. Оцените температуру T , при которой средняя кинетическая энергия дейтронов достаточна для преодоления электростатического потенциального барьера.

Решение:

Потенциальная энергия U электростатического взаимодействия двух дейтронов, сблизившихся до $r = 10^{-14} \text{ м}$, равна

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r},$$

где $\varepsilon_0 = 0,885 \cdot 10^{-11} \text{ Ф/м}$ – электрическая постоянная,
 $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ – элементарный заряд.
 Вычисления дают:

$$U = 2,3 \cdot 10^{-14} \text{ Дж} = 0,14 \text{ МэВ}.$$

Таким образом, для преодоления электростатического потенциального барьера каждый из двух дейтронов должен обладать кинетической энергией не менее $0,07 \text{ МэВ}$ или $1,15 \cdot 10^{-14} \text{ Дж}$.

Средняя кинетическая энергия теплового движения равна $(3/2)kT$, где T – абсолютная температура, $k = 1,380 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ – постоянная Больцмана. Температуру T , при которой начинается термоядерная реакция, можно оценить из условия

$$\frac{3}{2} kT = \frac{U}{2} \text{ или } T = \frac{U}{2k}$$

Подстановка числовых значений дает:

$$T = 5,6 \cdot 10^8 \text{ К}.$$

2.12 Задачи для самостоятельного решения

- 1) Постоянная радиоактивного распада нуклида $1,61 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$. Найти его период полураспада и среднюю продолжительность жизни.
- 2) Определить постоянную радиоактивного распада радионуклида, если известно, что за 1 час его активность уменьшилась на 15%. Найти период полураспада.
- 3) В 1 см^3 морской воды находится $10^{-15} \text{ г } {}^{226}_{88}\text{Ra}$, имеющего период полураспада 1622 года. Определить, какое количество воды будет иметь активность в 1 мКи .
- 4) Радиоактивный углерод ${}^{14}_6\text{C}$ (период полураспада 5569 лет), находящийся в теле человека, обладает активностью 2500 Бк. Определить его количество в граммах.
- 5) Допустимый уровень загрязнения рабочих помещений составляет для бета-активных радионуклидов (кроме ${}^{90}_{38}\text{Sr}$) $2000 \text{ частиц}/(\text{см}^2 \cdot \text{мин})$. Для ${}^{90}_{38}\text{Sr}$ допустимое загрязнение в 5 раз меньше. Является ли допустимым уровень загрязнения поверхности с бета-активностью 50 Ки/км^2 , если это загрязнение обусловлено только ${}^{137}_{55}\text{Cs}$? Если это обусловлено ${}^{137}_{55}\text{Cs}$ и ${}^{90}_{38}\text{Sr}$?
- 6) При перевозках грузов в пределах санитарно-защитной зоны допустимое загрязнение поверхности контейнеров альфа-активными нуклидами не должно превышать $10 \text{ частиц}/(\text{см}^2 \cdot \text{мин})$. Найти допустимую активность поверхности контейнера в Ки/м^2 .

- 7) Человек массой 70 кг содержит около $6 \cdot 10^{-9}$ г $^{226}_{88}\text{Ra}$ и около 260 г калия. Найти активность тела человека, обусловленную альфа- и бета-распадами этих элементов. Радиоактивность калия определяется радионуклидом $^{40}_{19}\text{K}$, который составляет $1,19 \cdot 10^{-4}$ часть естественной смеси изотопов калия. В 89% случаев $^{40}_{19}\text{K}$ претерпевает бета-распад с периодом полураспада $1,3 \cdot 10^9$ лет. Период полураспада $^{226}_{88}\text{Ra}$ 1620 лет.
- 8) Найти число альфа-частиц, испускаемых за одну секунду $^{226}_{88}\text{Ra}$, количество которого 1 г.
- 9) При распаде 1 г $^{238}_{92}\text{U}$ в 1 с испускается $1,23 \cdot 10^4$ альфа-частиц. Определить период полураспада этого радионуклида. Найти его удельную активность в Ки/кг.
- 10) Сколько ядер $^{238}_{92}\text{U}$ (период полураспада $4,5 \cdot 10^9$ лет) распалось в течение года, если первоначальная масса урана 1 г?
- 11) Удельная активность раствора $^{131}_{53}\text{I}$ на 10 мая составляла 10 МБк/мл. Сколько миллилитров раствора надо дать больному 18 мая, чтобы активность введенного объема раствора составила 500 кБк?
- 12) Определить активность содержащегося в организме радия, если известно, что активность выделений (по радию) равна 600 расп./мин. Считать, что за сутки выводится 0,01% радия, содержащегося в организме.

3 Дозиметрия ионизирующего излучения

Биологические последствия действия ионизирующих излучений на клеточном, тканевом, органном и организменном уровне определяются энергией воздействия, конкретным видом излучения и структурой объекта.

Для количественной оценки биологических эффектов, возникающих при действии ионизирующих излучений на биологические объекты, необходимо ввести объективные и доступные измерению физические характеристики излучения, от которых зависит степень развития этих эффектов.

Определение физических характеристик излучения с целью установления и прогнозирования радиационных воздействий на организм и представляет задачу дозиметрии. Это – область прикладной физики, изучающая физические величины, характеризующие действие ионизирующих излучений на объекты живой и неживой природы, а также методы и приборы для измерения этих величин.

3.1 Экспозиционная доза излучения

Наиболее просто характеризовать радиационные воздействия количественным выражением того основного эффекта, который ионизирующие излучения производят в веществе – степенью его ионизации, т.е. тем суммарным зарядом ионов, который образовался в единице массы вещества.

Экспозиционная доза излучения X представляет собой отношение суммарного заряда dQ ионов, образовавшихся в некоторой массе воздуха dm под действием рентгеновского или гамма- излучения, к величине этой массы:

$$X = \frac{dQ}{dm}. \quad (3.1)$$

В формуле (3.1) масса dm считается настолько малой, что распределение по ней заряда dQ равномерно. Если в любой массе m любой заряд Q распределен равномерно, то

$$X = \frac{Q}{m}. \quad (3.2)$$

Подчеркнем, что экспозиционная доза определяется только для воздуха и только для фотонного излучения. То есть, она характеризует радиационную обстановку вокруг объекта – степень ионизации окружающей воздушной среды.

Из формул (3.1) и (3.2) видно, что системная единица измерения экспозиционной дозы 1 Кл/кг. На практике применяется и внесистемная единица – 1 рентген (R). Это такая доза рентгеновского или гамма-излучения,

которая вызывает в одном кубическом сантиметре воздуха при нормальных условиях образование $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов.

Установим связь между этими единицами. При экспозиционной дозе в $1 P$ образуется заряд

$$Q = nq = 2,08 \cdot 10^9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 3,33 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}, \quad (3.3)$$

где n – число пар ионов,

q – заряд одного иона.

Этот заряд образован в конкретной массе воздуха:

$$m = \rho V = 1,29 \cdot 10^{-6} \text{ кг}, \quad (3.4)$$

где $\rho = 1,29 \text{ кг/м}^3$ – плотность воздуха,

$V = 1 \text{ см}^3 = 10^{-6} \text{ м}^3$ – его объем.

Следовательно:

$$1P = \frac{3,33 \cdot 10^{-10}}{1,29 \cdot 10^{-6}} = 2,58 \cdot 10^4 \text{ Кл/кг} \quad (3.5)$$

или

$$1 \text{ Кл/кг} = 3876P \quad (3.6)$$

Изменение экспозиционной дозы со временем характеризуется мощностью экспозиционной дозы $\dot{X}$, представляющей производную от дозы X по времени:

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt}. \quad (3.7)$$

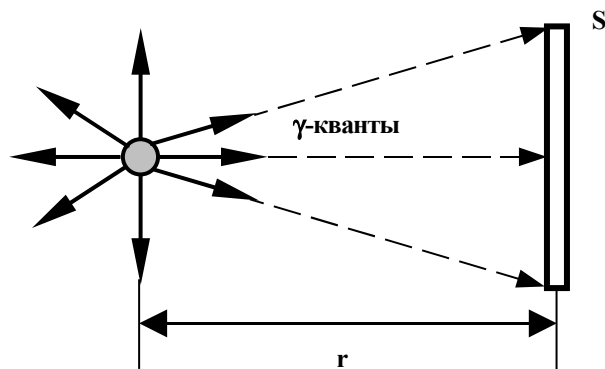
Системная единица измерения мощности экспозиционной дозы – $1A/\text{кг}$, внесистемные – $1P/\text{час}$, $1mP/\text{час}$, $1 \text{ мкP}/\text{с}$ и др. Если известна зависимость мощности дозы от времени $\dot{X} = f(t)$, то экспозиционная доза за конкретное время τ определяется интегрированием:

$$X = \int_0^{\tau} \dot{X}(t) dt. \quad (3.8)$$

Для гамма-излучающих радиоактивных препаратов устанавливается простая связь между мощностью экспозиционной дозы на расстоянии r от препарата и его активностью A .

От точечного источника гамма-кванты вылетают по всем направлениям (см. рисунок 3.1).

Рисунок 3.1 – Вылет гамма-квантов от точечного источника



Общее число этих квантов пропорционально числу актов распада за единицу времени, т.е. активности, а число квантов, попадающих на поверхность единичной площадки S , находящейся на расстоянии r от источника, обратно пропорционально квадрату расстояния r . Таким образом:

$$\dot{X} = K_{\gamma} \frac{A}{r^2}, \quad (3.9)$$

где K_{γ} – гамма-постоянная, характерная для каждого радионуклида и измеряемая в $\frac{A \cdot m^2}{кг \cdot Бк}$ или, во внесистемных единицах, $\frac{P \cdot cm^2}{Ч \cdot МК}$. Следует отметить, что это соотношение применимо лишь для радионуклидов, при распаде которых возникают гамма-кванты.

Итак, экспозиционная доза характеризует степень радиационного заражения воздуха за счет гамма-излучения – внешний гамма-фон. В окружающей среде могут находиться также радионуклиды, выделяющие при распаде альфа- и бета-частицы. Их воздействие экспозиционной дозой не характеризуется, но, попадая внутрь организма, они оказывают сильное воздействие на биологические ткани. Поэтому для более полной характеристики степени радиационного заражения внешней среды (воздуха, воды, продуктов питания) необходимо знать еще ее удельную активность в $Бк/кг$, $Бк/л$ или во внесистемных единицах (см. раздел 2) и распадом каких радионуклидов обусловлены действующие на среду ионизирующие излучения.

3.2 Поглощенная доза

Как уже указывалось, экспозиционная доза характеризует условия среды, в которой находится организм, и легко доступна измерению. Однако воздействие на биологический объект оказывает та часть излучения, которая поглощается в нем самом. К тому же весьма существенное биологическое действие оказывают ионизирующие кванты и частицы, которые возникают при распаде радионуклидов, включенных в структуру объекта – внутреннее облучение. Кроме того, первичные физические механизмы взаимодействия ионизирующих излучений с биологическими тканями состоят не только в непосредственной прямой ионизации вещества, – под их действием в

биологических тканях возникают и другие структурные перестройки, степень развития которых зависит от поглощенной объектом энергии излучения. Поэтому для характеристики радиационного воздействия вводится физическая величина, называемая поглощенной дозой ионизирующего излучения D – отношение средней энергии dE , переданной ионизирующим излучением веществу в элементарном объеме, к массе dm вещества в этом объеме:

$$D = \frac{dE}{dm} . \quad (3.10)$$

Системной единицей поглощенной дозы является грей ($Гр$): $1 Гр = 1 Дж/кг$. Еще одна часто встречающаяся единица поглощенной дозы – $рад$, причем, $1 Гр = 100 рад$. Название «рад» образовано от начальных букв английского выражения Radiation absorbed dose – поглощенная доза излучения. Экспериментальное определение поглощенной дозы представляет сложную задачу. Чтобы измерить поглощенную объектом энергию ионизирующего излучения, необходимы приемники энергии, по своим свойствам эквивалентные живой ткани и размещенные в полостях тела или его моделях.

Мощность поглощенной дозы $\dot{D}$ определяется аналогично экспозиционной:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (3.11)$$

и измеряется в $Гр/с$, $рад/с$ и производных от них единицах.

Несмотря на сложность экспериментального определения поглощенной дозы, можно произвести оценку её значения по измеренной экспозиционной дозе. Действительно, при внешнем облучении объекта поглощенная доза должна быть пропорциональна экспозиционной:

$$D = f \cdot X , \quad (3.12)$$

где f – коэффициент, зависящий от ряда факторов, прежде всего, от структуры облучаемого объекта и энергии фотонов.

Для воздуха значение коэффициента f устанавливается из простых соображений. Рассчитаем энергию, поглощенную одним килограммом воздуха, при экспозиционной дозе $X = 1 Р$. В этом случае в $1 см^3$ воздуха, т.е. в $1,29 \cdot 10^{-6} кг$, образуется $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов. Известно, что на образование одной пары расходуется энергия $34 эВ = 34 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} Дж$. Тогда поглощенная доза равна:

$$D = \frac{E}{m} = \frac{34 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2,08 \cdot 10^9}{1,29 \cdot 10^{-6}} = 88 \cdot 10^{-4} Гр = 0,88 рад . \quad (3.13)$$

Таким образом, в воздухе при экспозиционной дозе $X = 1P$ поглощенная доза составит $0,88 \text{ рад}$. Следовательно, для этого случая коэффициент $f = 0,88 \text{ рад}/P$. Для воды и мягких тканей человека определяемый в этих единицах коэффициент $f = 1$, т.е. облучение дозой в $1 P$ соответствует поглощенной дозе в 1 рад . Для костной ткани коэффициент f довольно сильно зависит от энергии фотонов и для наиболее распространенных условий облучения можно считать, что он принимает значения от 4,5 до 1, уменьшаясь с увеличением энергии кванта.

3.3 Эквивалентная доза

Биологический эффект ионизирующих излучений зависит не только от величины энергии, поглощенной в веществе. На степень радиационного поражения существенно влияет характер излучения, поскольку при одной и той же поглощенной дозе альфа-, бета- и гамма-излучения обладают различной ионизирующей способностью. Линейная передача энергии, её распределение по длине пробега частицы в веществе для этих излучений различны.

Для сравнения биологических эффектов, производимых одинаковой поглощенной дозой различных видов излучения, используется понятие относительной биологической эффективности излучения (ОБЭ). Для нахождения ОБЭ необходимо выбрать некоторое эталонное излучение и определить биологический эффект, вызываемый этим излучением при определенной поглощенной дозе. Затем воздействовать на такой же объект ионизирующим излучением другого вида и определить для него поглощенную дозу, вызывающую тот же биологический эффект, что и эталонное излучение в этой дозе.

В качестве эталонного излучения выбирают рентгеновские лучи с энергией фотонов $180 \div 200 \text{ кэВ}$. С выбором биологического эффекта и его количественной оценкой дело обстоит сложнее. Для этого используется, например, критерий $ЛД_{50/30}$ – критерий полулетальной дозы для животных. Это такая доза, которая вызывает гибель половины подвергшихся облучению животных определенного вида в течение 30 суток. Кроме, того, могут быть выбраны и другие радиобиологические эффекты: хромосомные аберации, частота возникновения лейкемии, нарушения в формуле крови и т.п.

Таким образом:

$$ОБЭ = \frac{\text{поглощенная доза рентгеновского излучения } (180 \div 200 \text{ кэВ}), \text{ вызывающая биологический эффект}}{\text{поглощенная доза ионизирующего излучения любого вида, вызывающая тот же эффект}}, \quad (3.14)$$

Например, допустим, что облучение стандартным рентгеновским излучением некоторого количества экспериментальных животных вызвало

летальный исход для половины из них в течение 30 суток при поглощенной дозе 4 Гр. Воздействие на то же количество совершенно аналогичных животных альфа-частицами обусловило тот же биологический эффект (гибель половины из них за то же время) при дозе 0,2 Гр. Тогда ОБЭ для альфа-частиц равна 20.

Регламентированное значение ОБЭ представляет собой коэффициент качества κ , определяющий различия в величине радиационного воздействия излучений различного вида. Поскольку взаимодействие излучений с веществом характеризуется линейной передачей энергии (ЛПЭ), то и коэффициент качества зависит от ЛПЭ. Среднее значение коэффициента качества в данном объеме биологической ткани определяется из соотношения:

$$\bar{\kappa} = \frac{\int_0^{\infty} D(L) \kappa(L) dL}{\int_0^{\infty} D(L) dL}, \quad (3.15)$$

где $D(L)$ – распределение поглощенной дозы по линейной передаче энергии,

$\kappa(L)$ – зависимость коэффициента качества от ЛПЭ.

Для рентгеновского, гамма- и бета-излучения считается, что средний коэффициент качества $\kappa = 1$, для альфа-частиц с энергией, меньшей 10 МэВ, $\kappa = 20$, для нейтронов с энергией 0,1÷10 МэВ $\kappa = 10$.

Эквивалентная доза ионизирующего излучения H представляет собой произведение поглощенной дозы D на средний коэффициент качества:

$$H = \bar{\kappa} \cdot D. \quad (3.16)$$

Системной единицей эквивалентной дозы является зиверт (Зв) – это такая эквивалентная доза, при которой произведение поглощенной дозы в биологической ткани на средний коэффициент качества равно 1 Дж/кг. Иными словами, зиверт – единица эквивалентной дозы любого вида излучения в биологической ткани, которое создает такой же биологический эффект, как и поглощенная доза в 1 Гр эталонного рентгеновского излучения. Из определения эквивалентной дозы следует, что зиверт и грей имеют одинаковую размерность (Дж/кг), а безразмерный коэффициент качества – Зв/Гр.

Если поглощенная доза измерена в радах, то соответствующая внесистемная единица эквивалентной дозы – бэр (биологический эквивалент рада): 1 бэр = 0,01 Зв.

Мощность эквивалентной дозы $\dot{H}$ – отношение приращения эквивалентной дозы dH за интервал времени dt к величине этого интервала:

$$\dot{H} = \frac{dH}{dt}. \quad (3.17)$$

Единицы измерения мощности эквивалентной дозы: Зв/с , мЗв/час , бэр/с , мбэр/час и т.д.

Если известна зависимость мощности дозы от времени $\dot{H}(t)$, то эквивалентная доза облучения за время t находится интегрированием:

$$H = \int_0^t \dot{H}(t) dt. \quad (3.18)$$

3.4 Эффективная эквивалентная доза

В последние годы для случаев неравномерного облучения различных органов введено понятие эффективной эквивалентной дозы. Различные органы и ткани, имеют разную радиочувствительность, поэтому реакция организма в целом на воздействие ионизирующих излучений зависит от того, какой орган получил наибольшую дозу. Со случаями локального облучения отдельных участков тела сталкиваются, например, при лучевой терапии. Учет радиочувствительности отдельных органов необходим и при оценке доз внутреннего облучения, поскольку отдельные нуклиды специфично накапливаются в различных органах (^{90}Sr – в основном в костной ткани, ^{131}I – в щитовидной железе и т.д.), вызывая их преимущественное облучение.

Эффективная эквивалентная доза $H_{\text{эф}}$ представляет собой сумму произведений эквивалентных доз, полученных отдельными органами организма H_i , на соответствующие им коэффициенты радиационного риска w_i :

$$H_{\text{эф}} = \sum_i w_i H_i. \quad (3.19)$$

Коэффициент радиационного риска w_i (взвешивающий фактор) представляет собой отношение стохастического риска летального исхода при облучении i -го органа в некоторой эквивалентной дозе к риску смерти от равномерного облучения всего организма в той же эквивалентной дозе.

Например, если легкие человека подверглись облучению в эквивалентной дозе 1 Зв , то риск (вероятность) смерти от рака легких составит $P_{\text{л}} = 2 \cdot 10^{-3}$. Если же все органы человека получили равномерно по 1 Зв , то вероятность летального исхода составит $P_o = 1,65 \cdot 10^{-2}$. Коэффициент радиационного риска для легких:

$$w_{\text{л}} = \frac{P_{\text{л}}}{P_{\text{о}}} = \frac{2 \cdot 10^{-3}}{1,65 \cdot 10^{-2}} \approx 0,12. \quad (3.20)$$

Итак, коэффициент w_i определяет вклад радиационного поражения данного органа в риск неблагоприятных последствий для организма при равномерном облучении.

Сумма коэффициентов радиационного риска равна единице:

$$\sum_i w_i = 1. \quad (3.21)$$

Значения коэффициентов радиационного риска приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Значения коэффициентов радиационного риска w_i

Орган	w_i
Гонады	0,25
Молочная железа	0,15
Красный костный мозг	0,12
Легкие	0,12
Щитовидная железа	0,03
Поверхность кости	0,03
Все другие органы вместе	0,30

Например, если легкими получена эквивалентная доза 5 мЗв, а щитовидной железой – 10 мЗв, то эффективная эквивалентная доза составляет:

$$H_{\text{эф}} = 0,12 \cdot 5 + 0,03 \cdot 10 = 0,36 \text{ мЗв}. \quad (3.22)$$

3.5 Коллективная доза

Как уже указывалось, эквивалентная доза характеризует последствия радиационного воздействия для отдельных органов, эффективная эквивалентная доза – соответствующие последствия для организма в целом. Для оценки радиационных последствий на уровне большого контингента населения вводится понятие коллективной дозы или, точнее, коллективной эффективной эквивалентной дозы S . Эта величина является объективной оценкой масштаба радиационного поражения и представляет собой сумму эффективных эквивалентных доз $H_{\text{эф}i}$, полученных различными индивидуумами:

$$S = \sum_i H_{\text{эф}i} N_i. \quad (3.23)$$

где N_i – число лиц в данной группе, получивших дозу $H_{эфи}$. Единица измерения коллективной дозы – человеко-зиверт.

Введение коллективной дозы дает возможность применять статистические методы для определения числа явных и слабо выраженных последствий облучения. Определенная индивидуальная доза вызывает развитие некоторого заболевания данного индивидуума лишь с какой-то вероятностью. В большом числе облученных лиц предсказанное число заболеваний должно осуществляться в действительности.

Для населения, продолжающего жить в условиях длительного хронического облучения, возможен расчет ожидаемой коллективной эффективной эквивалентной дозы на определенный период времени. Точность такого прогноза (и, следовательно, прогнозирования состояния здоровья населения) зависит от полноты учета характеристик радиационного заражения, закономерностей изменения радиационной обстановки, рациона питания, гигиенического режима и других факторов. Выполнение подобных прогнозов представляет достаточно сложную задачу.

3.6 Детекторы ионизирующих излучений

Детекторами ионизирующих излучений называют устройства, предназначенные для обнаружения излучений и частиц, определения состава излучения и измерения его энергетического спектра. Детекторы являются датчиками сигнала по отношению к измерительной аппаратуре.

Для реализации детекторов используют разнообразные эффекты, возникающие при взаимодействии излучения с веществом.

Следовые детекторы позволяют определять траекторию частицы и длину ее пробега в веществе. Так, в камере Вильсона, заполненной перегретым паром, движущаяся частица оставляет след в виде мелких капелек жидкости на центрах конденсации, например, на ионах, образующихся на пути движения заряженной частицы. Капельки достигают видимых размеров и могут быть сфотографированы. Природу и свойства исследуемых частиц устанавливают по величине пробега и искривлению следов частицы под действием магнитного поля. В пузырьковой камере след частицы образуется за счет вскипания перегретой жидкости вдоль траектории частицы. Этот след отмечается цепочкой пузырьков пара и может быть сфотографирован.

Действие широко распространенных ионизационных детекторов основано на измерении числа и параметров электрических импульсов, возникающих из-за движения ионов, образовавшихся в газе или полупроводниковых материалах под действием излучений.

Например, детектор, используемый в счетчике частиц Гейгера (см. рисунок 3.2) представляет собой цилиндрическую трубку, наполненную газом при давлении $100\div 200 \text{ мм.рт.ст.}$ По оси трубки укрепляется на изоляторах анод в виде тонкой нити. Вторым электродом (катодом) служит корпус счетчика. Зачастую это устройство заключается в оболочку из стекла.

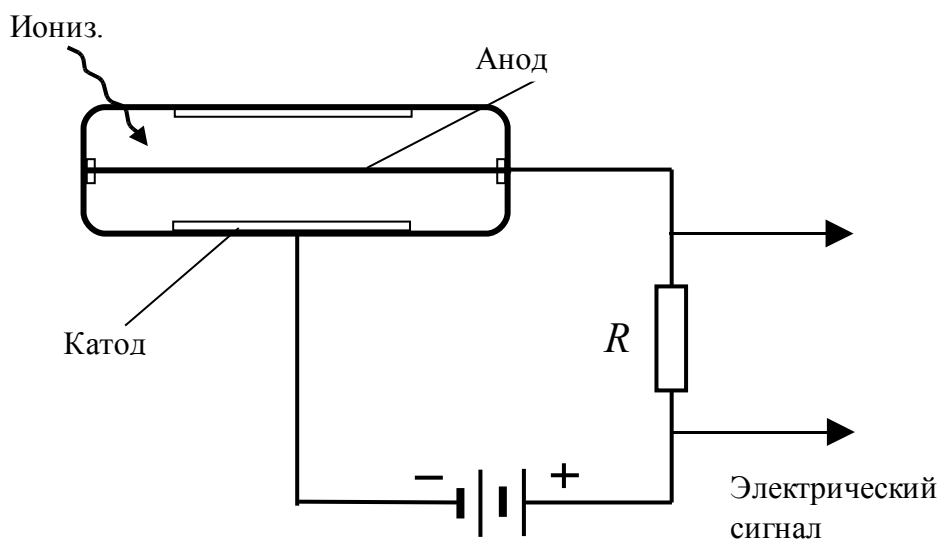


Рисунок 3.2 – Схема включения счетчика Гейгера

Между катодом и анодом газоразрядной трубки, создается разность потенциалов. При попадании частицы в детектор в газе образуется некоторое количество ионов. Под действием разности потенциалов между катодом и анодом возникает импульс тока, протекающего по сопротивлению R . Амплитуда этого импульса пропорциональна числу ионов, участвующих в его образовании, и зависит от напряжения.

Не производя детального анализа работы этого детектора отметим, что по амплитуде электрического сигнала можно судить об энергии ионизирующих частиц, а по числу импульсов – об их количестве.

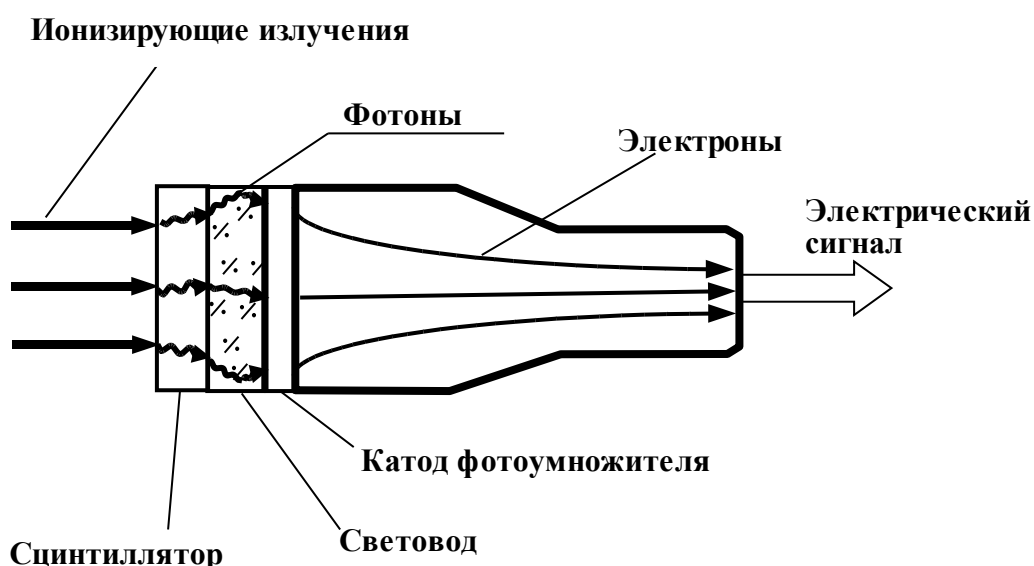
Детектирование фотонного излучения и частиц ионизационными детекторами производится по степени ионизации в определенном объеме вещества. Рентгеновские и гамма-кванты, имеющие большую длину пробега в газе, в небольшом его объеме редко производят ионизацию. Они, преимущественно, выбивают электроны из атомов вещества стенок трубки, которые, попадая в газ, его ионизируют.

Сцинтилляционные детекторы (см. рисунок 3.3) основаны на регистрации вспышек света, возникающих при попадании на вещество (сцинтиллятор) ионизирующих излучений. При взаимодействии со сцинтиллятором ионизирующие излучения порождают его видимую люминесценцию. С помощью чувствительных фотоэлектрических устройств (фотоумножителей) световые сигналы пропорционально преобразуются в электрические и обрабатываются с помощью электроизмерительной техники. В детекторах небольших размеров сцинтилляторы наносятся

непосредственно на катод фотоумножителя. В ряде случаев между сцинтиллятором и фотокатодом помещают световод. Амплитуда электрического сигнала фотоумножителя пропорциональна интенсивности световой вспышки, которая, в свою очередь, пропорциональна энергии частицы. Поэтому, выбрав для каждого вида излучений соответствующие сцинтилляторы, можно определять энергетические спектры излучений.

Рисунок 3.3 – Сцинтилляционный детектор

В люминесцентных детекторах используются особые вещества (люминофоры), которые способны накапливать поглощенную энергию ионизирующих излучений, а затем выделять ее в виде света под действием дополнительного возбуждения. Это возбуждение осуществляется нагревом люминофора или ультрафиолетовым облучением. Особенностью



люминесцентных детекторов является их способность сохранять информацию о дозе. В нужный момент она может быть получена путем дополнительного облучения.

Фотографические детекторы основаны на том, что степень почернения дозиметрической фотопленки в некотором диапазоне почернений пропорциональна экспозиционной дозе.

В химических детекторах регистрация частиц производится по тем химическим превращениям, которые происходят под действием ионизирующего излучения. Причем измеряемая концентрация продуктов химической реакции пропорциональна интенсивности излучения. Достоинством химических детекторов является возможность реализовать их свойства поглощать энергию ионизирующих излучений совпадающими с поглощающими свойствами биологической ткани, т.е. создавать тканевоэквивалентные детекторы.

Рассмотрим теперь особенности детектирования различных ионизирующих частиц (см. рисунок 3.4).

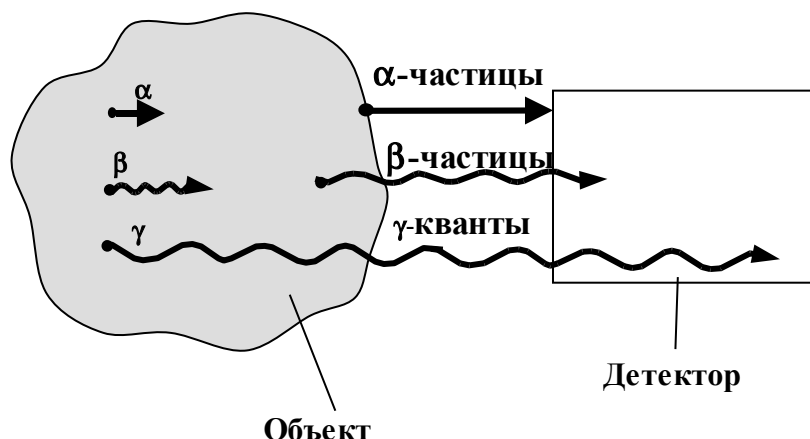


Рисунок 3.4 – Сцинтилляционный детектор

Наиболее сложна регистрация альфа-частиц. Это связано с малой длиной их пробега в веществе – порядка нескольких микрометров. Поэтому стенки детектора должны быть крайне тонким, чтобы альфа-частицы могли попасть в рабочее вещество, вызвать его ионизацию и обусловить последующее формирование электрического импульса. Естественно, что при исследовании радиоактивности различных объектов альфа-излучение может быть зарегистрировано лишь с их тонкого поверхностного слоя. Поэтому необходима специальная подготовка образцов для исследования (изготовление тонких срезов, растворение, нанесение на подложку и др.).

Детектирование бета-частиц, обладающих большей длиной пробега, несколько проще. Однако, надо иметь в виду, что длина пробега бета-частиц зависит от их энергии. Поэтому обнаружить бета-частицы, возникающие при распаде $^{137}_{55}\text{Cs}$, проще, чем при распаде $^{90}_{38}\text{Sr}$, поскольку максимальная энергия последних намного меньше, и эти бета-частицы практически полностью поглощаются миллиметровыми слоями вещества.

Наиболее просто детектируется гамма-излучение, возникающее при радиоактивном распаде, т.к. гамма-кванты обладают большой длиной пробега. Они могут быть зарегистрированы даже в том случае, когда излучающие их радионуклиды расположены глубоко внутри исследуемого образца.

Так, при распаде $^{131}_{53}\text{I}$ возникает за единицу времени большое число гамма-квантов высокой энергии (активность высока из-за малого периода полураспада). Поэтому детектирование гамма-излучения этого радионуклида, находящегося в окружающей среде и внутри организма, не представляет технических сложностей. Регистрация гамма-квантов, образующихся при распаде $^{137}_{55}\text{Cs}$, также не вызывает особых проблем.

Для оценки степени радиационного заражения среды и организма важно знать не только общую активность, но и радионуклидный состав радиационного заражения, т.е. знать, какие конкретно радионуклиды его обуславливают и каково количественное соотношение их содержания в среде

и организме. Для гамма-активных радионуклидов эта проблема решается измерением энергетического спектра гамма-излучения – зависимости его интенсивности от энергии гамма-квантов. Каждому радиоактивному превращению таких радионуклидов соответствует свой набор гамма-квантов вполне определенных энергий – свой энергетический спектр. В качестве примера на рисунке 3.5 приведен спектр гамма-излучения, возникающего при превращении $^{47}_{20}\text{Ca}$ в $^{47}_{21}\text{Sc}$ за счет отрицательного бета-распада.

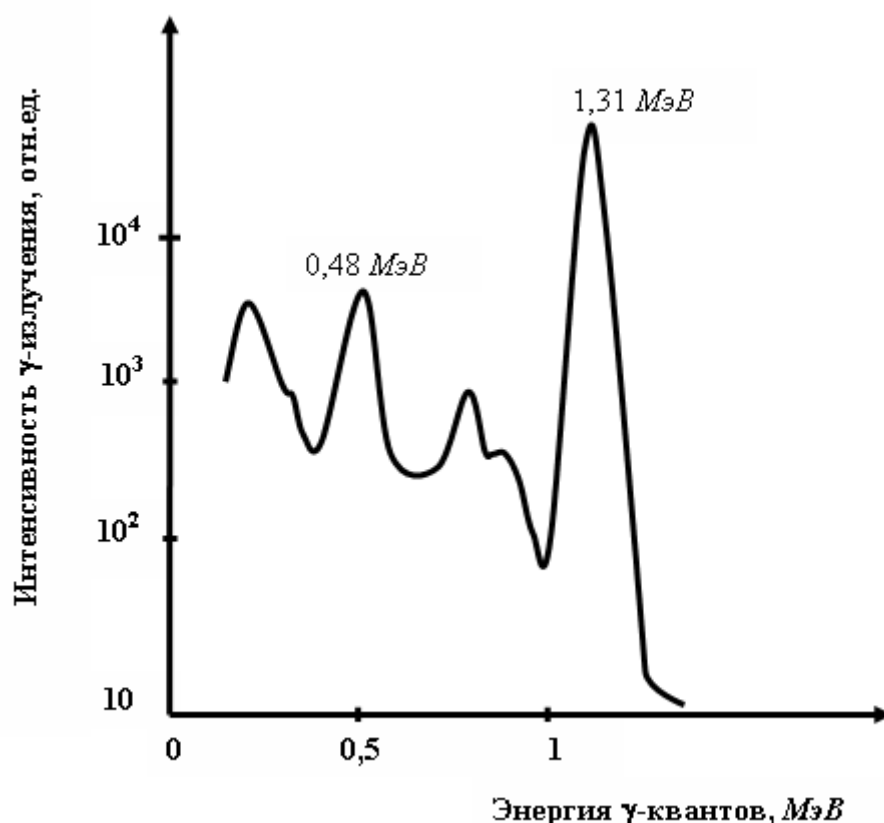


Рисунок 3.5 – Спектр гамма-излучения, возникающего при превращении $^{47}_{20}\text{Ca}$ в $^{47}_{21}\text{Sc}$ за счет отрицательного бета-распада

3.7 Дозиметрические приборы

Дозиметрические приборы – это устройства для измерения доз ионизирующих излучений или активности объектов, содержащих радионуклиды. Они подразделяются на дозиметры и радиометры.

Дозиметры – приборы, предназначенные для измерения дозы (прежде всего, экспозиционной). Дозиметр состоит из детектора и электронно-измерительного устройства. Принцип работы детекторов рассматривался в предыдущем разделе. Электронно-измерительное устройство осуществляет преобразование сигнала детектора в форму, удобную для последующей регистрации.

Рассмотрим принцип устройства распространенных конденсаторных дозиметров. Основной их частью является ионизационная камера, заполненная воздухом при атмосферном или пониженном давлении рабочим объемом V . В камере располагаются электроды, представляющие, в простейшем случае, пластины плоского конденсатора (см. рисунок 3.6).

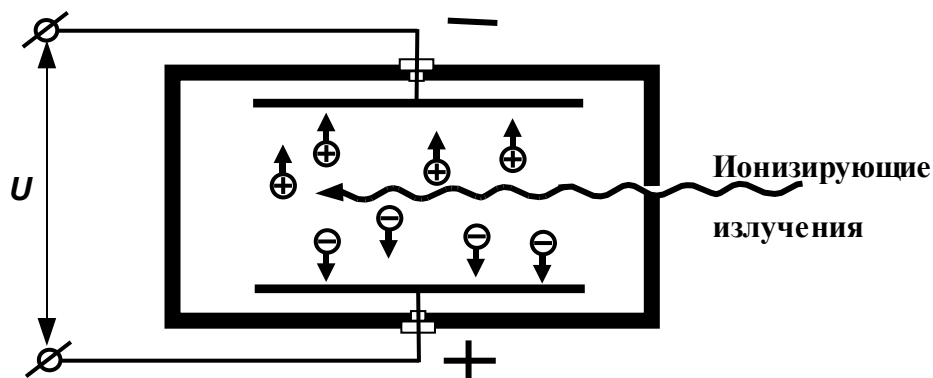


Рисунок 3.6 – Детектор конденсаторного дозиметра

Эти электроды перед началом использования дозиметра заряжаются до разности потенциалов U_1 и приобретают заряд q_1 . Под действием ионизирующего излучения в камере образуются ионы. Из-за имеющейся разности потенциалов в камере возникает ток и разность потенциалов между пластинами конденсатора уменьшается от своего первоначального значения U_1 до U_2 , а заряд – до значения q_2 . Изменение заряда связано с изменением разности потенциалов с коэффициентом пропорциональности, представляющим собой емкость конденсатора C :

$$\Delta q = q_1 - q_2 = C \cdot (U_1 - U_2) . \quad (3.24)$$

Поскольку уменьшение заряда конденсатора обусловлено суммарным зарядом ионов, образованных в воздухе действием ионизирующего излучения, то экспозиционная доза равна:

$$X = \frac{\Delta q}{m} = \frac{C \cdot (U_1 - U_2)}{\rho \cdot V} = k \cdot (U_1 - U_2) , \quad (3.25)$$

где V – постоянный объем воздуха в камере,

m – масса воздуха,

ρ – плотность газа.

Постоянные величины в этой формуле могут быть объединены в постоянный коэффициент k , устанавливаемый при градуировке прибора. Таким образом, экспозиционная доза определяется по двум значениям разности потенциалов – при зарядке и после облучения в течение некоторого времени. Градуируют приборы сразу в единицах экспозиционной дозы. Индивидуальные конденсаторные дозиметры исполняются в виде миниатюрных устройств (например, в виде авторучки) и позволяют определять индивидуальные дозы, полученные персоналом, работающим в

условиях внешнего радиационного облучения.

Измерение мощности экспозиционной дозы основано на определении с помощью соответствующих электронных схем и регистрирующих устройств силы тока I в ионизационной камере, в полупроводнике (для полупроводникового детектора) или тока фотоэлектрического приемника (для сцинтилляционных детекторов). Это следует из того, что мощность экспозиционной дозы (см. раздел 3.1):

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} = \frac{dQ}{m \cdot dt} = \frac{I}{m} . \quad (3.26)$$

Измерители мощности экспозиционной дозы градуируются чаще всего в $mP/час$ или $мкP/с$. Подчеркнем, что дозиметры, предназначенные для измерения экспозиционной дозы в воздухе, позволяют контролировать уровень фона рентгеновского и гамма-излучения и не могут применяться для контроля степени радиационной загрязненности пищевых продуктов и организма.

Радиометры – приборы для измерения активности. Поскольку активность определяется числом актов распада за единицу времени, то в радиометрах осуществляется счет электрических импульсов, вызванных попаданием частиц на детектор за определенное время.

Рассмотрим подробнее распространенный способ определения удельной объемной или массовой активности продуктов питания. Детекторы радиометра и помещенные под ними исследуемые объекты располагаются в камере с толстыми свинцовыми стенками. Это необходимо потому, что даже при отсутствии в измеряемом объекте радионуклидов на детектор радиометра попадают ионизирующие частицы из-за имеющегося естественного фона, от которого необходимо экранироваться. Однако и в камере до начала измерений радиоактивности объекта необходимо измерить с пустой измерительной кюветой начальную фоновую активность. Допустим, что за время t_1 счетчик радиометра показывает число импульсов N_1 . Затем измерительная кювета, имеющая строго фиксированный объем, заполняется исследуемым продуктом. Допустим, что за время измерений t_2 счетчик показывает теперь число импульсов N_2 . Если времена t_1 и t_2 одинаковы, то активность продукта тем больше, чем больше разница $(N_2 - N_1)$. Расчет удельной объемной активности A_V производится по формуле:

$$A_V = \frac{N_2/t_2 - N_1/t_1}{P} , \quad (3.27)$$

где коэффициентом P учитывается объем измеряемого объекта и чувствительность радиометра к излучению смеси радионуклидов в пробе.

Следует учитывать, что исследуемый объект может содержать различные радионуклиды. Тогда чувствительность радиометра к их смеси определяется по формуле:

$$P = \sum_i^n P_i \cdot \varepsilon_i, \quad (3.28)$$

где P_i – чувствительность радиометра к i -му радионуклиду из их общих видов n ,

ε_i – относительное содержание i -го радионуклида в смеси.

Сложность практического использования этой формулы состоит в том, что радионуклидный состав загрязнений далеко не всегда известен и его определение представляет самостоятельную сложную задачу. Для радионуклидов, распадающихся с испусканием гамма-квантов, он может быть установлен по энергетическим спектрам гамма-излучения, что требует специальной аппаратуры.

При контроле проб с малым содержанием радионуклидов могут быть применены некоторые специальные методы подготовки образцов. Так, для измерения активности воды ее достаточно большое количество пропускают через специальные катионо-обменные фильтры и определяют их активность после фильтрации.

Отметим, что описанная методика определения активности не является единственной. Модификаций приборов и методов довольно много.

3.8 Радиометрия внутреннего облучения

Крайне важной задачей является определение содержания радиоактивных веществ в организме конкретного человека. Одним из способов решения этой задачи являются радиометрические измерения выделений из организма. Производя радиохимический анализ выделений (мочи, кала), можно определить, какие радионуклиды содержатся в выделениях, и произвести оценку их концентрации в организме. Из-за индивидуальных биологических различий и суточных колебаний, активности выделений этот способ обладает малой точностью и наиболее пригоден для аварийных случаев попадания в организм больших количеств радиоактивных веществ.

Для некоторых радиоактивных веществ (например, ^{24}Na , ^{14}C) характерно постоянное соотношение между содержанием радионуклида в организме и его концентрацией в крови. Следовательно, для таких радионуклидов возможно определение их активности в организме по измеряемой удельной активности проб крови.

Иногда содержащиеся в организме радиоактивные вещества могут давать газообразные продукты распада или образовывать газообразные соединения, выделяющиеся с дыханием. В этом случае, производя измерения удельной активности выдыхаемого воздуха, оценивают содержание некоторых радионуклидов в организме.

Наиболее эффективна радиометрия внутреннего облучения для гамма-излучающих радионуклидов. Их идентификацию, накопление, выведение и определение индивидуальной дозы внутреннего облучения осуществляют с помощью гамма-спектрометров излучения человека (СИЧ).

Наиболее распространенные установки СИЧ многоцелевого назначения состоят из стальной защитной комнаты, набора сцинтилляционных спектрометрических детекторов, регистрирующей аппаратуры, кресла и носилок для помещения исследуемого пациента. Импульсы от детекторов поступают на многоканальный анализатор, с помощью которого выделяются сигналы, соответствующие гамма-квантам определенной энергии. По координате этих импульсов (значение энергии) судят о виде радионуклидов, а по их амплитуде – об их концентрации в организме. При этих измерениях для анализа результата из полученной спектрограммы тела человека последовательно вычитают фоновую спектрограмму гамма-излучения, присущую установке, а также учитывают излучение естественных радионуклидов, всегда присутствующих в организме (преимущественно ^{40}K). Фоновую спектрограмму снимают с макетом тела человека (фантомом), заполненным дистиллированной водой.

Существуют определенные возможности и для оценки содержания бета-излучающих радионуклидов. Бета-частицы, возникающие из-за распадов внутри организма непосредственно вне тела пациента, не могут быть зарегистрированы из-за их малого пробега в живой ткани. Однако их наличие можно попытаться установить по вторичному эффекту – возникновению тормозного излучения при торможении бета-частиц в живой ткани.

3.9 Естественный радиационный фон и фоновое облучение человека

Естественным радиационным фоном называют излучение, создаваемое космическими лучами и естественными радиоактивными веществами, содержащимися в окружающей среде и теле человека.

Рассмотрим компоненты фоновых источников ионизирующих излучений и их вклад в формирование эффективной эквивалентной дозы фонового облучения человека.

Важным источником внешнего облучения является попадающее в атмосферу Земли космическое излучение, которое подразделяется на первичное и вторичное. Первичные космические лучи состоят, в основном, из протонов и альфа-частиц высоких энергий (до 10^{14} МэВ), попадающих в земную атмосферу из космического пространства и проникающих до высоты около 20 км над уровнем моря. В результате их взаимодействия с ядрами атомов, входящих в состав земной атмосферы образуется вторичное космическое излучение, достигающее поверхности Земли и содержащее практически все известные элементарные частицы. Оценки эффективной эквивалентной дозы, получаемой человеком на уровне моря за счет воздействия космических лучей, дают ее значение около 0,31 мЗв в год. Эти данные, как и приводимые

ниже, относятся к среднемировым и опубликованы Научным комитетом ООН по действию атомной радиации (НКДАР).

В земной коре содержится ряд долгоживущих радионуклидов, которые при своем распаде порождают ионизирующие излучения. Продукты их распада также радиоактивны, причем их период полураспада меньше (больше активность) и вклад в естественный радиоактивный фон еще выше. Кроме того, под действием космических лучей в атмосфере образуются космогенные радионуклиды. В результате более 60 радионуклидов, содержащихся в биосфере Земли, увеличивают фоновую дозу внешнего облучения в среднем до 0,65 мЗв в час. Естественно, что этот фон существенно отличается в различных участках земного шара и зависит от состава горных пород, почвы, наличия вулканических выбросов и т.п.

Внутреннее облучение человека создается радионуклидами, поступающими с воздухом, водой и пищей. Среди естественных радионуклидов наибольший вклад здесь создают ^{40}K , ^{14}C , ^{226}Ra , ^{220}Rn , ^{222}Rn . Согласно оценкам НКДАР, эффективная эквивалентная доза внутреннего облучения от естественных источников земного происхождения вдвое выше, чем внешнего, и составляет 1,35 мЗв в год. Таким образом, суммарная среднемировая доза от естественных источников радиации составляет 2 мЗв в год.

Производственная деятельность человека (извлечение из недр Земли полезных ископаемых, производство минеральных удобрений, сжигание топлива и др.) увеличивает в окружающей среде количество естественных радионуклидов и источников ионизирующих излучений. Возникает техногенно измененный естественный радиационный фон, под которым понимают дозу облучения, обусловленную указанной хозяйственной деятельностью. В него не включают увеличение дозы облучения, происходящее из-за испытаний ядерного оружия, работы предприятий в ядерной энергетике, а также применение в медицинских целях рентгеновских и радионуклидных методов диагностики и терапии.

Примеры конкретных значений доз, получаемых по некоторым причинам при облучении всего тела, приведены в таблице 3.1

Таблица 3.1 – Мощности эквивалентных доз от разных источников излучения

Источник излучения	Средняя мощность эквивалентной дозы облучения всего тела, мкЗв/ч
Полет на самолете на высоте 8 км	1,35
Цветной телевизор на расстоянии 5 см от экрана	100
Цветной телевизор на расстоянии 250 см от экрана	$2,5 \cdot 10^{-3}$
Район мощной тепловой электростанции радиусом 20 км	$0,6 \cdot 10^{-3}$

Жилые и производственные здания, защищая человека от внешнего излучения, увеличивают радиационное воздействие на него за счет содержания в строительных материалах естественных радионуклидов. Серьезную опасность для здоровья человека может представлять инертный бесцветный радиоактивный газ радон $^{222}_{86}\text{Rn}$. Как видно из схемы, изображенной на рисунке 2.7, радон является продуктом α -распада радия и имеет период полураспада $T=3,82$ сут. Радий в небольших количествах содержится в почве, в камнях, в различных строительных конструкциях. Несмотря на сравнительно небольшое время жизни, концентрация радона непрерывно восполняется за счет новых распадов ядер радия, поэтому радон может накапливаться в закрытых помещениях. Попадая в легкие, радон испускает α -частицы и превращается в полоний $^{218}_{84}\text{Po}$, который не является химически инертным веществом. Далее следует цепь радиоактивных превращений серии урана (рисунок 2.9). Наименьший фон создается в деревянных домах – до $0,5 \text{ мЗв/год}$. В железобетонных домах он может составлять около $1,7 \text{ мЗв/год}$, значительно увеличивая естественный фон.

По данным Американской комиссии радиационной безопасности и контроля, человек в среднем получает 55 % ионизирующей радиации за счет радона и только 11 % за счет медицинских обследований. Естественно, что этот показатель сильно отличается в различных странах. Среднемировые значения индивидуальной эквивалентной дозы облучения всего тела из-за производства медицинских процедур оцениваются в $0,4 \text{ мЗв/год}$. Вклад космических лучей составляет примерно 8 %. Общая доза облучения, которую получает человек за жизнь, во много раз меньше предельно допустимой дозы (ПДД), которая устанавливается для людей некоторых профессий, подвергающихся дополнительному облучению ионизирующей радиацией.

3.10 Принципы расчета доз внутреннего облучения

Радионуклиды, попавшие внутрь организма, создают повышенную опасность его радиационного поражения. Это определяется рядом факторов. Во-первых, радионуклиды, излучающие альфа- и бета-частицы во внешней среде и находящиеся вне организма, не представляют большой опасности для его внутренней среды, так как эти излучения обладают низкой проникающей способностью. Но, попадая внутрь организма, в основном, при дыхании и потреблении воды и пищи, эти радионуклиды своим высокоионизирующим излучением вызывают мощные радиационные повреждения. Во-вторых, многие радионуклиды избирательно накапливаются в отдельных органах и возникающее при их распаде ионизирующее излучение отдает свою энергию сравнительно небольшому объему ткани, вызывая в нем мощные локальные изменения. В-третьих, радионуклиды, обладающие большим периодом полураспада и полувыведения, оказывают свое разрушительное действие на организм в течение длительного времени.

Как уже указывалось в разделе 3.3, дозиметрической величиной, определяющей степень различия биологических последствий воздействия ионизирующих излучений на органном уровне, является эквивалентная доза. Она непосредственно не измеряется, а определяется расчетным путем. Основными данными для расчета получаемых доз внутреннего облучения является сведения об удельной активности воздуха, воды и продуктов питания.

Установим связь активности радионуклидов и эквивалентной дозы внутреннего облучения.

Эквивалентная доза облучения H (см. раздел 3.3.) определяется произведением поглощенной дозы D на коэффициент качества k по формуле (3.16). Напомним, что поглощенная доза определяется энергией ионизирующего излучения E , поглощенной единицей массы вещества m (формула (3.10)). Энергия

$$E = E_1 \cdot N, \quad (3.29)$$

где E_1 – энергия, выделяемая при одном акте распада,
 N – число распадов:

$$N = A \cdot t, \quad (3.30)$$

где A – активность,
 t – время нахождения радионуклида в организме.

С учетом этих соображений для эквивалентной дозы в органе массы m получаем выражение:

$$H = \frac{k}{m} E_1 \cdot A \cdot t. \quad (3.31)$$

Физические значения энергии одного распада E_1 для конкретного радионуклида известны из справочной литературы. Однако, для биологического действия излучений, возникающих при распаде, важно еще и то, в каком конкретном органе происходит его распад. Поэтому, для каждого радионуклида в справочной литературе приводятся данные в $MэВ$ на распад, характеризующие эффективную энергию одного распада в соответствующем органе $E_{эф}$. То есть, в величине $E_{эф}$ уже учитывается коэффициент качества, что упрощает проведение расчетов.

Итак, для связи эквивалентной дозы в органе и активности получаем:

$$H = \frac{1}{m} E_{эф} \cdot A \cdot t. \quad (3.32)$$

Следует учесть, что формула (3.32) справедлива лишь для случая постоянной активности, что на практике, естественно, не реализуется.

Реально активность зависит от времени: $A = f(t)$. Для малого промежутка времени dt эквивалентная доза dH определяется из очевидного уравнения:

$$dH = \frac{1}{m} E_{\text{эф}} \cdot A \cdot dt . \quad (3.33)$$

Эквивалентная доза, полученная органом массой m за время t_1 , будет определена интегрированием (3.33):

$$H = \frac{E_{\text{эф}}}{m} \int_0^{t_1} A(t) \cdot dt . \quad (3.34)$$

Для практического применения формулы (3.34) при определении эквивалентной дозы внутреннего облучения необходимо знать закон изменения активности в органе. В общем случае этот закон может быть достаточно сложным, поскольку необходимо учитывать процессы физического распада радионуклидов, их выведение из организма, участие в метаболизме и иметь количественную характеристику их поступления в организм.

Рассмотрим некоторые частные случаи расчета.

1) Одноразовое поступление радионуклидов в организм.

В этом случае активность радионуклидов в организме изменяется по закону (см. разделы 2.4, 2.5):

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda_{\text{эф}} t} , \quad (3.35)$$

где A_0 – начальная активность поступившего в организм радионуклида, $\lambda_{\text{эф}} = \lambda_p + \lambda_b$ – эффективная постоянная, определяющая скорость исчезновения радионуклида из организма, λ_p – постоянная радиоактивного распада, λ_b – постоянная биологического выведения.

Значения $\lambda_{\text{эф}}$ для конкретных радионуклидов могут быть определены из указанных в справочной литературе данных о периоде полураспада радионуклида T_p и периоде полувыведения T_b , определяющих период половинного исчезновения радионуклида из организма $T_{\text{эф}}$:

$$\lambda_{\text{эф}} = \frac{0,69}{T_{\text{эф}}} = \frac{0,69(T_b + T_p)}{T_b \cdot T_p} . \quad (3.36)$$

Для нахождения эквивалентной дозы подставим формулу (3.35) в (3.34):

$$H = \frac{E_{\text{эф}}}{m} A_0 \int_0^{t_1} e^{-\lambda_{\text{эф}} t} dt. \quad (3.37)$$

Используя (3.36) и, производя интегрирование, получим:

$$H = \frac{E_{\text{эф}} A_0 T_{\text{эф}}}{0,69 \cdot m} \left(1 - e^{-\frac{0,69 \cdot t_1}{T_{\text{эф}}}} \right). \quad (3.38)$$

В некоторых частных случаях общая формула (3.38) расчета эквивалентной дозы может быть упрощена.

а) Короткоживущие и быстровыводимые радионуклиды (время нахождения их в организме t_1 намного меньше $T_{\text{эф}}$).

Тогда в формуле (3.38) экспонента практически равна нулю и для расчета эквивалентной дозы получаем:

$$H = \frac{E_{\text{эф}} A_0 T_{\text{эф}}}{0,69 \cdot m}. \quad (3.39)$$

Формулу (3.39) можно использовать для расчета эквивалентной дозы за месяцы или годы при однократном поступлении в организм, например, радиоактивного иода.

б) Долгоживущие и невыводимые из организма радионуклиды ($t_1 \ll T_{\text{эф}}$).

При этом условии в формуле (3.38) сомножитель в скобках примерно равен $\frac{0,69 \cdot t_1}{T_{\text{эф}}}$. Это следует из свойств экспоненциальной функции: $e^{-x} \approx 1-x$ при малых x . Тогда формула (3.38) принимает вид:

$$H = \frac{E_{\text{эф}} A_0 t_1}{m}. \quad (3.40)$$

Выражение (3.40) можно использовать для оценки эквивалентной дозы внутреннего облучения при однократном поступлении, например, радиоактивного плутония.

2) Принципы расчета эквивалентной дозы внутреннего облучения при непрерывном поступлении радионуклидов в организм с постоянной скоростью.

В этом случае активность радионуклида, попадающего в орган, будет изменяться не по формуле (3.35), а более сложным образом, поскольку она будет не только убывать, но и увеличиваться за счет поступления радионуклидов в организм из внешней среды. Для установления закона изменения активности со временем и последующего интегрирования формулы (3.34) для расчета эквивалентной дозы вначале составим дифференциальное уравнение:

$$d[A(t)] = V \cdot f \cdot dt - \lambda_{эф} \cdot A(t) \cdot dt, \quad (3.41)$$

где $d[A(t)]$ – изменение активности радионуклида в организме за время dt . Оно обусловлено двумя причинами. Первая из них – это прирост активности за счет поступления радионуклидов в организм с воздухом, водой и пищей, описываемый положительным слагаемым в правой части уравнения. Скорость поступления радионуклидов в организм V , измеряемая в $Бк/сут.$, считается постоянной. Ее значение может быть получено из данных санитарного контроля удельной активности конкретного радионуклида в воздухе, воде и продуктах питания, а также из данных о суточном потреблении данного продукта.

Например, соответствующие измерения показали, что удельная активность атмосферного воздуха по $^{137}_{55}Cs$ составляет $A_V = 1,8 \cdot 10^{-2} Бк/л$, объем легочной вентиляции равен $V = 2 \cdot 10^4 л/сут.$ Тогда скорость поступления этого радионуклида в организм с дыханием составляет: $V = A_V \cdot V = 360 Бк/сут.$

Следует учитывать, что радионуклиды, попадающие в организм из внешней среды, не полностью депонируются в определенном органе. Этот факт в уравнении (3.41) отражается введением коэффициента f , который определяет долю радионуклида, попадающего в орган с дыханием или заглатыванием. Величина f для каждого радионуклида может быть получена из справочных данных. Так, для $^{137}_{55}Cs$ при поступлении его в организм с дыханием коэффициент $f = 0,75$.

Вторая причина изменения активности радионуклидов в организме – это ее уменьшение за счет процессов распада и выведения. В уравнении (3.41) она учитывается отрицательным слагаемым, в которое входит $A(t)$ – временная зависимость активности, которую и следует найти решением данного дифференциального уравнения.

Решая уравнение (3.41) с учетом начального условия (при $t = 0$, $A(t) = 0$) и выражая $\lambda_{эф}$ через $T_{эф}$, получим:

$$A(t) = \frac{V \cdot f \cdot T_{эф}}{0,69} \left(1 - e^{-\frac{0,69 \cdot t}{T_{эф}}} \right). \quad (3.42)$$

В крайних частных случаях формула (3.42) может быть упрощена.

а) Короткоживущие и быстро выводимые радионуклиды ($t \gg T_{эф}$).

Тогда сомножитель в скобках формулы (3.42) обращается в нуль и выражение для активности приобретает вид:

$$A(t) = \frac{V \cdot f \cdot T_{эф}}{0,69}. \quad (3.43)$$

б) Долгоживущие и не выводимые из организма радионуклиды ($t \ll T_{эф}$).

В этом случае активность определяется только коэффициентом f , временем и скоростью поступления радионуклида:

$$A(t) = V \cdot f \cdot t. \quad (3.44)$$

Для получения расчетной формулы, определяющей эквивалентную дозу внутреннего облучения, полученную (при отмеченных условиях) органом массы m за время t_1 , необходимо выражение для активности (3.42) подставить в формулу (3.34) и произвести интегрирование:

$$H = \frac{E_{эф} \cdot V \cdot f \cdot T_{эф}}{0,69 \cdot m} \int_0^{t_1} \left(1 - e^{-\frac{0,69 \cdot t}{T_{эф}}} \right) dt. \quad (3.45)$$

Конечный результат имеет вид:

$$H = \frac{E_{эф} \cdot V \cdot f \cdot T_{эф}}{0,69 \cdot m} \left[t_1 - \frac{(1 - e^{-\frac{0,69 \cdot t_1}{T_{эф}}}) T_{эф}}{0,69} \right]. \quad (3.46)$$

Для короткоживущих и быстровыводимых радионуклидов подстановка формулы (3.43) в (3.34) и последующее интегрирование приводит к результату:

$$H = \frac{E_{эф} \cdot V \cdot f \cdot t_1 \cdot T_{эф}}{0,69 \cdot m}. \quad (3.47)$$

Для долгоживущих и невыводимых из организма радионуклидов в формулу (3.34) подставим формулу (3.44) и в результате интегрирования получим следующее выражение для эквивалентной дозы:

$$H = \frac{E_{\text{эф}} \cdot V \cdot f \cdot t_1^2}{2 \cdot m}. \quad (3.48)$$

Итак, приведенные расчетные методы позволяют определять эквивалентную дозу облучения по данным об удельной активности воздуха, воды и продуктов питания, а также о радионуклидном составе радиационного загрязнения. Они позволяют решать и другую важную задачу – определять предельно допустимые концентрации различных радионуклидов в продуктах питания и окружающей среде.

3.11 Основы биологического действия ионизирующих излучений

Поглощенная энергия ионизирующих излучений, воздействующих на живые ткани, вызывает сильные структурные и функциональные изменения в облучаемых биологических объектах. Прямое физико-химическое действие, возникающее при этом на молекулярном и клеточном уровне, обуславливается ионизацией атомов и молекул, расщеплением молекул белка, разрывом наименее прочных химических связей и другими изменениями. Необходимо заметить, что прямая ионизация и непосредственная передача энергии тканям тела не объясняют повреждающего действия излучения. Так, при абсолютно смертельной дозе, равной для человека 6 Гр на все тело, в 1 см^3 ткани образуются 10^{15} ионов, что составляет одну ионизированную молекулу воды из 10 млн. молекул.

Так как основную часть массы тела человека составляет вода, то первичные физико-химические процессы, обусловленные действием ионизирующих излучений, во многом определяются поглощением излучения водой. В результате ионизации из молекулы воды выбивается электрон и образуется положительно заряженная молекула H_2O^+ :



Образовавшийся электрон постепенно теряет свою энергию и может быть захвачен другой молекулой воды, которая превращается в отрицательно заряженную молекулу H_2O^- . Эти молекулы не являются стабильными и распадаются, образуя ион и свободный радикал:



и



Таким образом, при радиолизе воды образуются химически высоко активные свободные радикалы типа $OH^\bullet$ и $H^\bullet$. Взаимодействуя с органическими молекулами, они способны превращать их в радикалы, обладающие высокой реакционной способностью. В дальнейшем под действием первичных процессов в клетках возникают функциональные изменения, подчиняющиеся биологическим законам жизни клеток.

Наиболее важные изменения в клетках: а) повреждение механизма митоза (деления) и хромосомного аппарата облученной клетки; б) блокирование процессов обновления и дифференцировки клеток; в) блокирование процессов пролиферации и последующей физиологической регенерации тканей.

Радиочувствительность – это чувствительность биологических объектов к поражающему действию ионизирующего излучения. Радиорезистентность – понятие, противоположное радиочувствительности.

Количественная оценка радиочувствительности производится путем определения поглощенных доз ионизирующего излучения, вызывающего определенный биологический эффект.

Наиболее радиочувствительными в организме являются ткани, имеющие резерв активно размножающихся малодифференцированных клеток: кроветворная ткань, гонады, эпителий тонкого кишечника.

Наименее радиочувствительны высокоспециализированные малообновляющиеся ткани, например, мышечная, костная, нервная.

В качестве биологических эффектов, определяющих радиочувствительность на тканевом уровне, используют цитокINETические параметры: долю клеток, выживших (или погибших) после облучения, а также долю клеток с хромосомными абберациями.

На популяционном уровне радиочувствительность зависит от особенностей генотипа (в человеческой популяции 10÷12% людей отличаются повышенной радиочувствительностью); от физиологического состояния (например, сон, бодрость, усталость, беременность); пола (более чувствительны мужчины, у мужчин обмен интенсивнее); возраста (наименее чувствительным является зрелый возраст).

На эволюционном уровне радиочувствительность зависит от сложности организации живого организма. Наименее радиочувствительными являются бактерии, для некоторых из них критерий полудлетальной дозы $LD_{50/30}$ составляет 1000÷3000 Гр (в канале ядерного реактора обнаружены бактерии, которые живут при дозах 100000 Гр в сутки). Наиболее радиочувствительными являются человек (2,5÷3 Гр), собаки (2,5÷3 Гр), обезьяны (2,5÷4 Гр).

Возможно искусственное изменение радиочувствительности. Оно может осуществляться как в сторону ее увеличения, так и снижения. Физические и химические агенты, применяемые для противолучевой защиты – радиопротекторы, а для увеличения радиочувствительности – радиосенсибилизаторы. Так, гипертермия, гипергликемия, гипербарическая оксигенация повышают радиочувствительность. Гипоксия, вызывающая

уменьшение тканевого напряжения кислорода, увеличивает радиорезистентность тканей (что используется для защиты здоровых тканей при лучевой терапии).

Классификация возможных последствий облучения на организменном уровне показана на рисунке 3.7.



Рисунок 3.7 – Классификация возможных последствий облучения

Соматические (телесные) эффекты – это последствия воздействия облучения на самого облученного, а не на его потомство. Соматические эффекты облучения делятся на стохастические (вероятностные) и нестохастические.

К нестохастическим соматическим эффектам относят поражения, тяжесть которых зависит от дозы облучения и для возникновения которых существует дозовый порог. К таким эффектам относятся, например, локальное незлокачественное повреждение кожи (лучевой ожог), катаракты глаз (потемнение хрусталика), повреждение половых клеток (кратковременная или постоянная стерилизация) и др. Эти эффекты проявляются, если превышает высокая пороговая доза.

Соматико-стохастические и генетические эффекты облучения, которые имеют вероятностную природу, обнаружить трудно, так как они незначительны и имеют длительный латентный (скрытый) период, измеряемый десятками лет после облучения. К соматико-стохастическим

эффектам относят злокачественные новообразования и опухоли, индуцированные излучением.

Вероятность их появления зависит от дозы облучения и не исключается при малых дозах, так как полагают, что соматико-стохастические эффекты не имеют дозового порога.

Генетические эффекты – врожденные уродства – возникают в результате мутаций и других нарушений в половых клеточных структурах, ведающих наследственностью. Генетические эффекты, так же как и соматико-стохастические, не имеют порога. Выход обоих эффектов мало зависит от мощности дозы, а определяется суммарной накопленной дозой независимо от того, получена она за 1 сутки или за 50 лет. Соматико-стохастические и генетические эффекты должны учитываться при оценке ущерба в результате действия малых доз на большие группы людей, насчитывающие сотни тысяч человек. Выход этих эффектов определяется коллективной дозой, а выявление эффекта у отдельных индивидуумов практически непредсказуемо.

Доза 6 Гр (доза 100%-ной летальности) вызывает смерть всех облученных людей, не имевших медицинского лечения.

3.12 Контрольные вопросы

- 1) Что такое экспозиционная доза излучения? Каковы системные и внесистемные единицы ее измерения? Получите связь между этими единицами.
- 2) Как связаны активность гамма-излучающих радионуклидов и мощность экспозиционной дозы на различных расстояниях от источника?
- 3) Что такое поглощенная доза и ее мощность? В каких единицах они измеряются?
- 4) Что такое относительная биологическая эффективность излучения? Что такое эквивалентная доза и в каких единицах она измеряется?
- 5) Как рассчитывается эффективная эквивалентная доза и что она характеризует?
- 6) Что такое коэффициент радиационного риска? Какие органы и почему обладают наибольшим значением коэффициента радиационного риска?
- 7) Что определяет коллективная эффективная эквивалентная доза?
- 8) Каков принцип работы ионизационного детектора излучений?
- 9) Что такое энергетические спектры гамма-излучений? Каково их значение для определения радионуклидного состава радиационного загрязнения?
- 10) Каков принцип определения энергетического спектра излучений с помощью сцинтилляционного детектора?
- 11) Почему альфа-частицы регистрировать сложнее, чем гамма-кванты?
- 12) Чем отличаются по своему назначению дозиметры и радиометры?

- 13) Какую информацию и как получают при обследовании пациента с помощью спектрометров излучений человека (СИЧ)?
- 14) Из каких основных составляющих складывается естественный радиационный фон?
- 15) Составьте дифференциальное уравнение, описывающее изменение эквивалентной дозы в органе со временем. Укажите смысл входящих в него величин.
- 16) Составьте дифференциальное уравнение, описывающее изменение активности радионуклидов в организме при их однократном поступлении. Решите его.
- 17) Получите формулу для расчета эквивалентной дозы в органе при однократном поступлении радионуклидов в организм.
- 18) Из каких данных определяется скорость поступления радионуклидов в организм?
- 19) Составьте дифференциальное уравнение, описывающее изменение активности радионуклидов в организме при их непрерывном поступлении с постоянной скоростью.

3.13 Примеры решения задач

1) Легкими получена эквивалентная доза облучения 10 бэр, а костями 20 бэр. Рассчитать эффективную эквивалентную дозу для организма в целом.

Решение:

В соответствии с формулой (3.19), эффективная эквивалентная доза $H_{эф}$ представляет собой сумму произведений эквивалентных доз, полученных отдельными органами организма H_i , на соответствующие им коэффициенты радиационного риска w_i :

$$H_{эф} = \sum_i w_i H_i .$$

Поэтому эффективная эквивалентная доза для организма в целом равна

$$H_{эф} = 10 \cdot 0,12 + 20 \cdot 0,03 = 1,8 \text{ бэр}.$$

2) Точечный радиоактивный источник ^{60}Co находится в центре свинцового сферического контейнера с толщиной стенок $x = 1 \text{ см}$ и наружным радиусом $R = 20 \text{ см}$. Определить максимальную активность $A_{\max}$ источника, который можно хранить в контейнере, если допустимая плотность потока $I_{\text{дон}}$ γ -фотонов выходе из контейнера равна $8 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \text{ м}^{-2}$. Принять, что при каждом акте распада ядра ^{60}Co испускается $n = 2$ γ -фотона, средняя энергия которых $\varepsilon = 1,25 \text{ МэВ}$. Линейный коэффициент ослабления μ для γ -фотонов с энергией $\varepsilon = 1,25 \text{ МэВ}$ равен $0,64 \text{ см}^{-1}$.

Решение:

Активность A радиоактивного источника связана с потоком Φ излучения γ -фотонов соотношением

$$\Phi = An,$$

где n — число γ -фотонов, испускаемых при одном акте распада, откуда

$$A = \Phi/n.$$

Поток Φ , входящий в эту формулу, выразим через плотность потока. Плотность потока на расстоянии R от точечного источника излучения

$$I_1 = \Phi/(4\pi R^2).$$

После прохождения излучений через свинцовую стенку контейнера плотность потока уменьшится и выразится соотношением $I_2 = I_1 e^{-\mu x}$. Выразив отсюда I_1 и подставив в предыдущую формулу, получим

$$I_2 e^{\mu x} = \Phi/(4\pi R^2),$$

откуда

$$\Phi = 4\pi R^2 I_2 e^{\mu x}.$$

Подставив это выражение в первую формулу, получим:

$$A = 4\pi R^2 I_2 e^{\mu x}/n.$$

Если теперь принять $I_2 = I_{\text{дон}}$, полученная формула будет выражать искомую максимальную активность источника, который можно хранить в контейнере:

$$A_{\text{max}} = 4\pi R^2 I_{\text{дон}} e^{\mu x}/n.$$

Выразив величины, входящие в последнюю формулу, в единицах СИ и выполнив вычисления, получим: $A = 3,8 \text{ МБк}$.

3) Какому числу пар ионов в м^3 и какой поглощенной энергии в Дж/кг , МэВ/кг и МэВ/м^3 соответствует доза в 1 Р?

Решение:

Согласно определению

$$1\text{Р} = \frac{1Q_{\text{ГКСЭ}}}{1\text{см}^3} = \frac{3,34 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}}{10^{-6} \text{ м}^3} = 3,34 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/м}^3.$$

Разделив полученное значение на плотность воздуха при нормальных условиях $\rho=1,293 \text{ кг/м}^3$, получаем эквивалент рентгена в Кл/кг :

$$1P = \frac{3,34 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/м}^3}{1,293 \text{ кг/м}^3} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}.$$

Поскольку элементарный заряд равен $e=1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$, число пар ионов, соответствующих 1 P , равно

$$N \approx \frac{3,34 \cdot 10^{-4} \text{ Кл}}{1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}} \approx 2,08 \cdot 10^{15}.$$

Средняя энергия, затрачиваемая на образование одной пары ионов в воздухе, примерно равна 34 эВ. Поэтому поглощенная доза, соответствующая экспозиционной дозе 1 P , равна

$$1P \approx 2,08 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3} \cdot 34 \text{ эВ} \approx 7,1 \cdot 10^{10} \text{ МэВ/м}^3 \approx 5,47 \cdot 10^{10} \text{ МэВ/кг}.$$

4) Космическое излучение на уровне моря на экваторе образует в воздухе объемом $V=1 \text{ см}^3$ в среднем $N=24$ пары ионов за время $t_1=10 \text{ с}$. Определить экспозиционную дозу X , получаемую человеком за время $t_2=1 \text{ год}$.

Решение:

Используя (3.7), экспозиционную дозу, получаемую человеком, можно выразить по формуле

$$X = \overset{\circ}{X} \cdot t_2,$$

где $\overset{\circ}{X}$ — мощность экспозиционной дозы излучения.

Мощность дозы

$$\overset{\circ}{X} = \frac{Q}{mt_1},$$

где Q — заряд ионов одного знака, образуемых излучением за время t_1 в воздухе массой m . Масса воздуха может быть найдена как произведение плотности ρ воздуха на его объем V :

$$m = \rho V.$$

Заряд всех ионов одного знака найдем, помножив элементарный заряд на число ионов:

$$Q = |e|N.$$

Формула для X с учетом выражений для $\dot{X}$, m и Q примет следующий вид:

$$X = \dot{X} \cdot t_2 = \frac{Q}{m \cdot t_1} t_2 = \frac{|e| \cdot N \cdot t_2}{\rho \cdot V \cdot t_1},$$

Выразив величины, входящие в последнюю формулу, в единицах СИ и выполнив вычисления, получим: $X=9,41 \text{ мкКл/кг}$.

3.14 Задачи для самостоятельного решения

- 1) Средняя мощность экспозиционной дозы облучения в рентгеновском кабинете равна $6,45 \cdot 10^{-12} \text{ Кл/(кг} \cdot \text{с)}$. Врач находится в течение дня 5 часов в этом кабинете. Какова доза его облучения за 6 рабочих дней?
- 2) Определить мощность экспозиционной дозы на расстоянии 1 м от точечного источника гамма-излучения, создаваемого радионуклидом ^{60}Co активностью 10 мКи. Гамма-постоянная ^{60}Co около $13 \text{ Р} \cdot \text{см}^2/(\text{час} \cdot \text{мКи})$.
- 3) Однородным телом массой 60 кг в течение 6 час была поглощена энергия 1 Дж. Найти поглощенную дозу и мощность поглощенной дозы.
- 4) Рассчитайте для воздуха коэффициент связи между экспозиционной и поглощенной дозой.
- 5) Оцените, насколько повышается температура тела человека при получении им дозы 400 рад из-за облучения всего тела гамма-излучением.
- 6) Найдите поглощенную организмом дозу излучения из-за полного бета-распада введенного радионуклида ^{32}P (период полураспада 14 суток) активностью 0,3 мКи средняя энергия бета-распада 0,69 МэВ. Массу человека принять равной 70 кг. Считать, что радионуклид из организма не выводится.
- 7) В 10 г ткани поглощается 10^9 альфа-частиц с энергией около 5 МэВ. Найдите поглощенную и эквивалентную дозу.
- 8) После введения радиоактивного йода эквивалентная доза в щитовидной железе составила 8 мЗв. Определите эффективную эквивалентную дозу.

4 Общие методические указания к решению задач

Систематическое решение задач – один из лучших методов прочного усвоения, проверки и закрепления теоретического материала и необходимое условие успешного изучения курса физики. Решение задач помогает уяснить физический смысл явлений, закрепляет в памяти формулы, прививает навыки практического применения теоретических знаний. Прежде чем приступить к решению той или иной задачи, необходимо хорошо понять ее содержание и поставленные в ней вопросы. При решении задач необходимо выполнять следующие указания:

1) Сначала ознакомьтесь с таблицами приложения, так как решение многих задач без них невозможно. Кроме того, содержащийся в этих таблицах справочный материал значительно облегчит Вашу работу и сэкономит время.

2) Хорошо вникнув в условие задачи, ее смысл и постановку вопроса, сделайте краткую запись условия.

3) Установите, все ли данные, необходимые для решения задачи, приведены. Константы физических величин и другие недостающие справочные данные, где это необходимо, можно найти в соответствующих таблицах приложения или в справочниках.

4) Запишите основные законы и формулы, на которых базируется решение задачи, дайте словесную формулировку этих законов и разъясните буквенные обозначения, употребляемые при написании формул. Если при решении задач применяется формула, полученная для частного случая, не выражающая какой-нибудь физический закон или не являющаяся определением какой-либо физической величины, то ее следует вывести.

5) Выполните рисунок, начертите схему или сделайте чертеж, поясняющие содержание задачи (если позволяет характер задачи) – это во многих случаях значительно облегчает как поиск решения, так и само решение. Выполнять их надо аккуратно при помощи чертежных принадлежностей.

6) Решение задач сопровождайте краткими, но исчерпывающими пояснениями.

7) При решении задачи необходимо обосновывать каждый этап решения, исходя из теоретических положений курса. Если Вы видите несколько путей решения, то должны сравнить их и выбрать из них самый лучший и рациональный.

8) Решите задачу в общем виде, т. е. выразите искомую величину в буквенных обозначениях величин, заданных в условии задачи и взятых из таблиц. Решение в общем виде придает окончательному результату особую ценность, так как позволяет установить определенную закономерность, показывающую, как зависит искомая величина от заданных величин. Кроме того, ответ, полученный в общем виде, позволяет судить в значительной степени о правильности самого решения. При таком способе решения не производятся вычисления промежуточных величин (числовые значения подставляются

только в окончательную расчетную формулу, выражающую искомую величину).

В тех случаях, когда в процессе нахождения искомых величин приходится решать систему нескольких громоздких уравнений, целесообразно сначала подставить в эти уравнения числовые значения коэффициентов и лишь затем определять значения искомых физических величин.

9) После получения расчетной формулы, для проверки ее правильности, следует подставить в правую часть этой формулы вместо символов величин размерности (или сокращенные обозначения) единиц измерения этих величин, произвести с ними необходимые действия и убедиться в том, что полученная при этом размерность соответствует размерности искомой величины. Если в формулу входит показательная функция, то размерность показателя должна быть равна единице. Неверная размерность служит явным признаком ошибочности решения.

10) Если возможно, исследуйте поведение решения в предельных частных случаях.

11) Выразите все физические величины, входящие в расчетную формулу, в единицах Международной системы единиц СИ. При решении задач следует, как правило, пользоваться этой системой единиц (СИ) или единицами одной системы.

12) Подставьте в окончательную расчетную формулу, полученную в результате решения задачи в общем виде, заданные числовые значения величин, выраженные в единицах одной системы. Несоблюдение этого правила приводит к неверному результату. В виде исключения из этого правила допускается выражать в любых, но только одинаковых единицах, числовые значения лишь тех однородных величин, которые входят в виде сомножителей в числитель и знаменатель формулы и имеют одинаковые показатели степени.

13) При подстановке в расчетную формулу, а также при записи ответа числовые значения физических величин следует записывать как произведение десятичной дроби с одной значащей цифрой перед запятой на соответствующую степень десяти.

Например, вместо 4560 надо записывать $4,56 \cdot 10^3$, а вместо 0,00789 записать $7,89 \cdot 10^{-3}$ и т. п.

14) Подставив в формулу числовые значения, прежде чем начать вычисления, проверьте, нельзя ли воспользоваться формулами для приближенных вычислений, приведенными в приложении к настоящему пособию.

15) Произведите вычисление величин, подставленных в окончательную расчетную формулу, руководствуясь правилами приближенных вычислений.

16) В конце каждой решенной задачи необходимо записать ответ. Числовое значение ответа и сокращенное наименование единицы измерения искомой величины привести в той системе, в которой производились вычисления.

17) Точность расчета определяется числом значащих цифр исходных данных. Как правило, окончательный ответ следует записывать не более чем с тремя значащими цифрами. Это относится и к случаю, когда результат получен с применением микрокалькулятора.

18) Оцените, где это целесообразно, реальность и правдоподобность полученного численного ответа. В ряде случаев такая оценка поможет обнаружить ошибочность полученного результата.

Например, скорость тела не может быть больше скорости света в вакууме $c = 3 \cdot 10^8$ м/с; масса атома m не может быть порядка 1 мг; электрический заряд q не может быть меньше элементарного заряда $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл и т. д.

19) Полезно, если это возможно, решить задачу несколькими способами и сравнить полученные результаты.

Решение задач определенного типа нужно продолжать до приобретения достаточно твердых навыков в их решении.

Умение решать задачи приобретается длительными и систематическими упражнениями. Чтобы научиться решать задачи, следует после изучения очередного раздела учебного пособия внимательно разобрать, а затем решить достаточное количество задач из числа приведенных в данном пособии и в различных задачниках по физике (см. список литературы).

5 Тесты

1. Сколько нейтронов в ядре элемента ${}^{19}_9F$?
 - а) 9;
 - б) 10;
 - в) 19;
 - г) 28;
 - д) Нет правильного ответа.
2. В состав атомного ядра входят:
 1. протоны;
 2. нейтроны;
 3. электроны?
 - а) Только 1;
 - б) Только 2;
 - в) 1 и 3;
 - г) 1 и 2;
 - д) 1, 2 и 3.
3. Сколько нуклонов входит в состав ядра A_ZX ?
 - а) Z ;
 - б) A ;
 - в) $A+Z$;
 - г) $A-Z$;
 - д) нет правильного ответа.
4. Сравните силы ядерного притяжения между двумя протонами F_{pp} , двумя нейтронами F_{nn} , а также между протоном и нейтроном F_{pn} .
 - а) $F_{nn} > F_{pn} > F_{pp}$;
 - б) $F_{nn} \approx F_{pn} > F_{pp}$;
 - в) $F_{nn} \approx F_{pn} \approx F_{pp}$;
 - г) $F_{nn} < F_{pn} < F_{pp}$;
 - д) нет правильного ответа.
5. Какое соотношение из приведенных ниже справедливо для полных энергий свободных протонов E_p , нейтронов E_n и атомного ядра $E_{я}$, составленного из них?
 - а) $E_{я} < E_p + E_n$;
 - б) $E_{я} > E_p + E_n$;
 - в) $E_{я} = E_p + E_n$;
 - г) Для стабильного ядра правильный ответ $E_{я} < E_p + E_n$, для радиоактивного $E_{я} > E_p + E_n$;
 - д) нет правильного ответа.
6. Ядерные силы обусловлены обменом нуклонами следующими частицами:
 - а) антинейтрино;
 - б) нейтрино;
 - в) электронами;

- г) γ -квантами;
 д) нет правильного ответа.
7. Укажите второй продукт ядерной реакции ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + ?$
 а) n ;
 б) p ;
 в) ${}^1_1\text{H}$;
 г) ${}^4_2\text{He}$;
 д) нет правильного ответа.
8. При осуществлении ядерных реакций энергия
 1. выделяется;
 2. поглощается?
 а) Только 1;
 б) Только 2;
 в) Может выделяться, может поглощаться;
 г) Выделения или поглощения энергии при ядерных реакциях не происходит;
 д) нет правильного ответа.
9. Первую в мире ядерную реакцию с получением нового элемента осуществил Резерфорд ${}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\text{He} \rightarrow X + {}^1_1\text{H}$. Какой элемент X он получил?
 а) ${}^{16}_8\text{O}$;
 б) ${}^{17}_8\text{O}$;
 в) ${}^{19}_9\text{F}$;
 г) ${}^{14}_6\text{C}$;
 д) нет правильного ответа.
10. При бомбардировке бериллия ${}^9_4\text{Be}$ α -частицами была получена новая частица. Что эта за частица?
 а) Электрон;
 б) Протон;
 в) Нейтрон;
 г) Нейтрино;
 д) нет правильного ответа.
11. При высоких температурах возможен синтез легких ядер с выделением большой энергии. Так, при синтезе дейтерия и трития получается гелий и выделяется энергия $W = 17,6 \text{ МэВ}$: ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + W$. Кроме того, выделяется частица, которая служит признаком термоядерной реакции. Какая это частица?
 а) Нейтрино;
 б) Нейтрон;
 в) Протон;
 г) позитрон;
 д) Электрон.

12. При каком угле комптоновского рассеяния фотона происходит наименьшее изменение длины волны?

- а) 0° ;
- б) 45° ;
- в) 90° ;
- г) 135° ;
- д) 180° .

13. Естественное β -излучение представляет собой поток:

- а) электронов;
- б) протонов;
- в) позитронов;
- г) ядер атомов гелия;
- д) нет правильного ответа.

14. При каком угле комптоновского рассеяния фотона происходит наибольшее изменение длины волны?

- а) 0° ;
- б) 45° ;
- в) 90° ;
- г) 135° ;
- д) 180° .

15. Какое из трех типов естественного радиоактивного излучения – α , β или γ – состоит из частиц с положительным зарядом?

- а) α ;
- б) β ;
- в) γ ;
- г) α и γ ;
- д) Такого излучения нет.

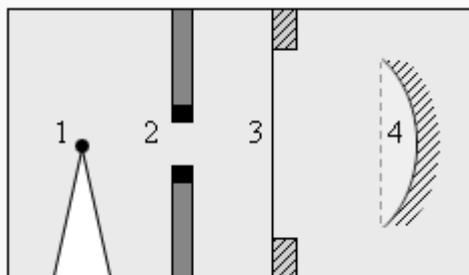
16. Элемент A_ZX испытал α -распад. Какой заряд и массовое число будет у нового элемента Y ?

- а) AY ;
- б) ${}^{A+1}_{Z+1}Y$;
- в) ${}^{A-4}_{Z-2}Y$;
- г) ${}^{A-1}_{Z-1}Y$;
- д) нет правильного ответа.

17. Какой вид ионизирующих излучений из перечисленных ниже наиболее опасен при внутреннем облучении организма человека?

- а) α -излучение;
- б) β -излучение;
- в) γ -излучение;
- г) Все излучения одинаково опасны;
- д) Все излучения одинаково не опасны.

18. На рисунке представлена схема экспериментальной установки Резерфорда для изучения рассеяния α -частиц. Какой цифрой на рисунке отмечена золотая фольга, в которой происходило рассеяние α -частиц?



- а) 1;
- б) 2;
- в) 3;
- г) 4;
- д) 2 и 3.

19. Какова природа сил, отклоняющих α -частицы от прямолинейной траекторий в опыте Резерфорда?

- а) Гравитационная;
- б) Кулоновская;
- в) Магнитная;
- г) Ядерная;
- д) Нет правильного ответа.

20. Почему в опыте Резерфорда большая часть α -частиц свободно проходит сквозь фольгу, испытывая малые отклонения от прямолинейных траекторий?

- а) Электроны имеют малую (по сравнению с α -частицей) массу;
- б) Ядро атома имеет положительный заряд;
- в) Ядро атома имеет малые (по сравнению с атомом) размеры;
- г) α -частицы имеют большую (по сравнению с ядрами атомов) массу;
- д) Нет правильного ответа.

21. Траектория α -частицы в опыте Резерфорда представляет собой

- а) прямую линию;
- б) эллипс;
- в) параболу;
- г) гиперболу;
- д) нет правильного ответа.

22. Чему равна частота фотона, излучаемого при переходе из возбужденного состояния E_1 в основное состояние E_0 ?

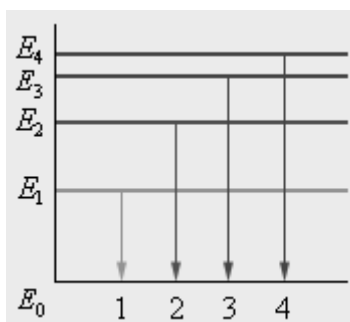
- а) $\frac{E_1}{h}$;
- б) $\frac{E_1}{h}$;

в) $\frac{E_1 - E_0}{h}$;

г) $\frac{E_1 + E_0}{h}$;

д) Нет правильного ответа.

23. На рисунке представлена диаграмма энергетических уровней атома. Какой цифрой обозначен переход с излучением фотона максимальной частоты?



а) 1;

б) 2;

в) 3;

г) 4;

д) При всех переходах излучаются фотоны с одинаковой частотой.

24. Какое из приведенных ниже высказываний правильно описывает способность атомов к излучению и поглощению энергии при переходе между двумя различными стационарными состояниями?

а) Атом может излучать и поглощать фотоны любой энергии;

б) Атом может излучать фотоны любой энергии, а поглощать лишь с некоторыми значениями энергии;

в) Атом может поглощать фотоны любой энергии, а излучать лишь с некоторыми значениями энергии;

г) Атом может излучать и поглощать фотоны лишь с некоторыми значениями энергии;

д) Нет правильного ответа.

25. Какая доля радиоактивных атомов распадается через интервал времени, равный двум периодам полураспада?

а) 25 %;

б) 50 %;

в) 75 %;

г) Все атомы распадутся;

д) Нет правильного ответа.

26. В каком из перечисленных ниже приборов для регистрации ядерных излучений используется след из капель жидкости в газе при прохождении через него быстрой заряженной частицы?

а) Счетчик Гейгера;

б) Камера Вильсона;

в) Пузырьковая камера;

- г) Ионизационная камера;
- д) Нет правильного ответа.

27. При сообщении атомам какого-либо вида энергии они переходят в возбужденное состояние. После этого атомы излучают фотоны при переходе в основное состояние. Каково по порядку величины время жизни атомов в возбужденном состоянии?

- а) 1 с;
- б) 10^{-3} с;
- в) 10^{-8} с;
- г) 10^{-12} с;
- д) Нет правильного ответа.

28. В каком из перечисленных ниже приборов для регистрации ядерных излучений прохождение быстрой частицы вызывает появление импульса электрического тока в газе?

- а) Счетчик Гейгера;
- б) Камера Вильсона;
- в) Пузырьковая камера;
- г) Толстослойная фотоэмульсия;
- д) Нет правильного ответа.

29. При каких ядерных процессах возникает нейтрино?

- а) При α -распаде;
- б) При β -распаде;
- в) При излучении γ -квантов;
- г) При любых ядерных превращениях;
- д) Нет правильного ответа.

30. Для исследования рентгеновских спектров используется явление

- 1. дисперсии,
- 2. дифракции?

- а) 1;
- б) 2;
- в) 1 и 2;
- г) Ни 1, ни 2;
- д) Нет правильного ответа.

Заключение

В данном учебном пособии изложены лишь начальные сведения о процессах возникновения, распространения и взаимодействия ионизирующих излучений с веществом, а также применения этих излучений в науке, технике и медицине. Многим вопросам, затронутым в пособии, обычно посвящают отдельные курсы. Например, методы и приборы для регистрации рентгеновского излучения подробно рассматриваются при изучении дисциплины специализации «Детекторы рентгеновских изображений».

Учебное пособие призвано помочь обучающимся получить целостную картину процессов, связанных с ионизирующими излучениями, с целью применения и углубления полученных знаний при изучении последующих дисциплин образовательной программы высшего профессионального образования по специальности 210201 «Проектирование и технология радиоэлектронных средств».

Список использованных источников

1. Аглинцев К.К. Дозиметрия ионизирующих излучений [Текст] / К.К. Аглинцев. – М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1957. – 504 с.
2. Астахов А.В. Курс физики. Т. 3 [Текст]: учеб. пособие для вузов / А.В. Астахов, Ю.М. Широков. – М.: Наука, 1983. – 240 с.
3. Блинов Н.Н. Физические основы рентгенодиагностики [Текст]: учебное пособие / Н.Н. Блинов, В.А. Костылев, Б.Я. Наркевич. – М.: АМФ-Пресс, 2002. – 74 с.
4. Брегадзе Ю.И. Прикладная метрология ионизирующих излучений [Текст] / Ю.И. Брегадзе, Э.К. Степанов, В.П. Ярына. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 264 с.
5. Геворкян Р.Г. Курс физики [Текст]: учеб. пособие для вузов / Р.Г. Геворкян. – М.: Высш. школа, 1979. – 656 с.
6. Грабовский Р.И. Курс физики [Текст]: учебник для вузов / Р.И. Грабовский. – СПб.: Лань, 2005. – 608 с.
7. Детлаф А.А. Курс физики [Текст]: учеб. пособие для вузов / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – М.: Высшая школа, 1989. – 608 с.
8. Задачи и упражнения с ответами и решениями. Фейнмановские лекции по физике [Текст] / Под ред. А.П. Леванюка. – М.: Мир, 1969. – 624 с.
9. Защита от ионизирующих излучений. В 2 т. Т. 1. Физические основы защиты от излучений [Текст]: учебник для вузов / Под ред. Н.Г. Гусева. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
10. Зисман Г.А. Курс общей физики. Т. 3 [Текст]: учеб. пособие для вузов / Г.А. Зисман, О.М. Тодес. – М.: Наука, 1972. – 496 с.
11. Иванов В.И. Курс дозиметрии [Текст] / В.И. Иванов. – М.: Атомиздат, 1970. – 392 с.
12. Иродов И.Е. Задачи по квантовой физике [Текст]: учеб. пособие для вузов / И.Е. Иродов. – М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2001. – 216 с.
13. Иродов И.Е. Задачи по общей физике [Текст]: учеб. пособие для вузов / И.Е. Иродов. – М.: Наука, 2001. – 432 с.
14. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы [Текст]: учеб. пособие для вузов / И.Е. Иродов. – М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2001. – 272 с.
15. Козлов В.Ф. Справочник по радиационной безопасности [Текст] / В.Ф. Козлов. – М., 1987. – 248 с.
16. Матвеев А.Н. Атомная физика [Текст]: учеб. пособие для студентов вузов / А.Н. Матвеев. – М.: Высшая школа, 1989. – 385 с.
17. Основы рентгенодиагностической техники [Текст] / Под ред. Н.Н. Блинова. – М.: Медицина, 2002. – 392 с.
18. Петрушанский М.Г. Квантовая природа излучения [Текст]: учебное пособие / М.Г. Петрушанский. – Оренбург: ГОУ ОГУ, 2007. – 107 с.

19. Пиццуттиелло Р. Введение в медицинскую рентгенографию [Текст] / Р. Пиццуттиелло, Дж. Куллинан. – Нью Йорк: Компания Истман Кодак, 1996. – 210 с.
20. Прикладная дозиметрия [Текст] / Под общ. ред. проф. К.К. Аглинцева. – М.: Госатомиздат, 1962. – 248 с.
21. Рентгенотехника [Текст]: справочник. В 2-х кн. Кн.1. / Под общ. ред. В.В. Ключева. – М.: Машиностроение, 1992. – 480 с.
22. Рентгенотехника [Текст]: справочник. В 2-х кн. Кн.2. / Под общ. ред. В.В. Ключева. – М.: Машиностроение, 1992. – 368 с.
23. Савельев И.В. Курс общей физики. Кн. 5 [Текст]: учеб. пособие / И.В. Савельев. – М.: Наука, 2002. – 368 с.
24. Савельев И.В. Курс физики. Т. 3 [Текст]: учеб. пособие / И.В. Савельев. – М.: Наука, 1989. – 320 с.
25. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т 5 [Текст]: учеб. пособие / Д.В. Сивухин. – М.: Наука, 2002. – 784 с.
26. Трофимова Т.И. Курс физики [Текст]: учеб. пособие для вузов / Т.И. Трофимова. – М.: Высш. школа, 1990. – 478 с.
27. Фейнман Р. И Фейнмановские лекции по физике. Ч. 3-4 [Текст] / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. – М.: Мир, 1976. – 496 с.
28. Хараджа Ф.Н. Общий курс рентгенотехники [Текст]: учеб. пособие / Ф.Н. Хараджа. – М.-Л.: Энергия, 1966. – 568 с.
29. Черняев А.П. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом [Текст]: учебное пособие / А.П. Черняев. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 152 с.

Приложение А
(справочное)

Карта ответов на тесты

Номер вопроса	Ответ	Номер вопроса	Ответ	Номер вопроса	Ответ
1	б	11	б	21	г
2	г	12	а	22	в
3	б	13	а	23	г
4	в	14	д	24	г
5	а	15	а	25	в
6	д	16	в	26	б
7	г	17	а	27	в
8	в	18	в	28	а
9	б	19	б	29	б
10	в	20	в	30	б

Приложение Б

(справочное)

Основные физические постоянные

Физическая постоянная	Обозначение	Числовое значение
Нормальное ускорение свободного падения	g	$9,81 \text{ м/с}^2$
Гравитационная постоянная	γ	$6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$
Постоянная Авогадро	N_A	$6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Число Лошмидта	n_0	$2,69 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$
Молярная газовая постоянная	R	$8,31 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$
Стандартный объем газа	V_m	$22,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{моль}$
Постоянная Больцмана	k	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$
Скорость света в вакууме	c	$3,00 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Элементарный заряд	e	$1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Масса покоя электрона	m_e	$9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Удельный заряд электрона	e/m_e	$1,76 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$
Масса покоя протона	m_p	$1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Удельный заряд протона	e/m_p	$9,59 \cdot 10^7 \text{ Кл/кг}$
Постоянная Фарадея	F	$96,5 \text{ Кл/моль}$
Постоянная Стефана-Больцмана	σ	$5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$
Постоянная Вина в законе смещения	b	$2,90 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$
Постоянная Планка	h	$6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
	$\hbar$	$1,054 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Постоянная Ридберга	R	$1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$
	R	$3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$
Первый боровский радиус	a_0	$5,29 \cdot 10^{-11} \text{ м}$
Энергия ионизации атома водорода	E_i	$2,18 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} (13,6 \text{ эВ})$
Комптоновекая длина волны электрона	λ_{ke}	$2,436 \cdot 10^{-12} \text{ м}$
Комптоновекая длина волны протона	λ_{kp}	$1,321 \cdot 10^{-15} \text{ м}$
Комптоновекая длина волны нейтрона	λ_{kn}	$1,319 \cdot 10^{-15} \text{ м}$
Атомная единица массы	а. е. м.	$1,660 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Энергия, соответствующая 1 а. е. м.		$931,42 \text{ МэВ}$
Электрическая постоянная	ϵ_0	$8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$
Магнитная постоянная	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$
Магнетон Бора	μ_B	$9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Дж/Тл}$
Ядерный магнетон	μ_N	$5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж/Тл}$

Приложение В

(справочное)

Множители и приставки для образования десятичных кратных и дольных единиц и их наименования

Приставка		Множитель	Приставка		Множитель
Наименование	Обозначение		Наименование	Обозначение	
экса	Э	10^{18}	деци	д	10^{-1}
пета	П	10^{15}	санتي	с	10^{-2}
тера	Т	10^{12}	милли	м	10^{-3}
гига	Г	10^9	микро	мк	10^{-6}
мега	М	10^6	нано	н	10^{-9}
кило	к	10^3	пико	п	10^{-12}
гекто	г	10^2	фемто	ф	10^{-15}
дека	да	10^1	атто	а	10^{-18}

Приложение Г

(справочное)

Греческий алфавит

Обозначения букв	Название букв	Обозначения букв	Название букв
Α, α	альфа	Ν, ν	ню
Β, β	бета	Ξ, ξ	кси
Γ, γ	гамма	Ο, ο	омикрон
Δ, δ	дельта	Π, π	пи
Ε, ε	эпсилон	Ρ, ρ	ро
Ζ, ζ, ς	дзета	Σ, σ	сигма
Η, η	эта	Τ, τ	тау
Θ, θ	тэта	Υ, υ	ипсилон
Ι, ι	йота	Φ, φ	фи
Κ, κ	каппа	Χ, χ	хи
Λ, λ	ламбда	Ψ, ψ	пси
Μ, μ	мю	Ω, ω	омега

Приложение Д (справочное)

Соотношение между некоторыми внесистемными единицами и единицами СИ

Длина	1 <i>ангстрем</i> ($\text{\AA}$) = 10^{-10} м
Время	1 <i>год</i> = 365,25 <i>сут</i> = $3,156 \cdot 10^7 \text{ с}$
Плоский угол	1° = $\pi/180 \text{ рад} = 1,75 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$
	1' = $2,9 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$
	1" = $4,85 \cdot 10^{-6} \text{ рад}$
	1 <i>град</i> = $\pi/200 \text{ рад} = 1,57 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$
Работа, энергия	1 <i>Вт·ч</i> = $3,6 \cdot 10^3 \text{ Дж}$
	1 <i>эВ</i> = $1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$
	1 <i>л. с.</i> = 735,5 <i>Вт</i>
Давление	1 <i>мм рт. ст.</i> = 133,3 <i>Па</i>
	1 <i>бар</i> = 10^5 Па
	1 <i>атм</i> = 760 <i>мм рт. ст.</i> = $1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}$
Количество теплоты	1 <i>кал</i> = 4,19 <i>Дж</i>

Приложение Е

(справочное)

Некоторые формулы для приближенных вычислений

1. Если $a \ll 1$ (меньше 0,05), то в первом приближении можно принять:

$$\frac{1}{1 \pm a} \approx 1 \mp a$$

$$(1 \pm a)^2 \approx 1 \pm 2a$$

$$\sqrt{1 \pm a} \approx 1 \pm \frac{1}{2}a$$

$$\frac{1}{\sqrt{1 \pm a}} \approx 1 \mp \frac{1}{2}a$$

$$\sqrt{1 \pm a^2} \approx 1 \pm \frac{1}{2}a^2$$

$$e^{\pm a} \approx 1 \pm a$$

$$\ln \frac{1+a}{1-a} \approx 2a$$

$$\frac{1}{1 \mp a} \approx 1 \pm a$$

$$(1 \pm a)^3 \approx 1 \pm 3a$$

$$\sqrt[3]{1 \pm a} \approx 1 \pm \frac{1}{3}a$$

$$\frac{1}{\sqrt[3]{1 \pm a}} \approx 1 \mp \frac{1}{3}a$$

$$\sqrt{1 \pm a^3} \approx 1 \pm \frac{1}{3}a^3$$

$$\ln(1 \pm a) \approx \pm a$$

$$\ln \frac{1-a}{1+a} \approx -2a$$

2. Если a , b и c много меньше единицы (меньше 0,05), то

$$(1 \pm a)(1 \pm b)(1 \pm c) \approx 1 \pm a \pm b \pm c.$$

3. Если a и b мало отличаются друг от друга, то в первом приближении можно принять:

$$\sqrt{ab} \approx \frac{a+b}{2}$$

4. Если угол α мал ($\alpha < 5^\circ$ или $\alpha < 0,1$ рад) и выражен в радианах, то в первом приближении можно принять: $\sin \alpha \approx \operatorname{tg} \alpha \approx \alpha$; $\cos \alpha \approx 1$.