

Санкт-Петербургский государственный университет
Институт химии

Д. С. Болотин
М. Д. Караван

РАДИОАКТИВНОСТЬ И ЕЁ ПРИМЕНЕНИЕ

Учебное пособие

Казань
Издательство «Бук»
2024

УДК 544.58+539.1(075.8)

ББК 24.13+22.383я73

Б79

Авторы:

Болотин Дмитрий Сергеевич, доктор химических наук, доцент,
профессор кафедры органической химии Института химии
Санкт-Петербургского государственного университета

Караван Мария Дмитриевна, доктор химических наук,
научный сотрудник кафедры радиохимии Института химии
Санкт-Петербургского государственного университета

Рецензенты:

Смирнов Игорь Валентинович, доктор химических наук,
ученый секретарь (Радиевый институт имени В. Г. Хлопина)

Алиев Рамиз Автандилович, кандидат химических наук, начальник лаборатории
(Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»)

Болотин, Дмитрий Сергеевич.

Б79 Радиоактивность и её применение : учебное пособие / Д. С. Болотин, М. Д. Караван; С.-Петерб. гос. ун-т. — Казань : Бук, 2024. — 182 с. — Текст: непосредственный.

ISBN 978-5-907910-86-7.

Учебное пособие ориентировано на широкий круг читателей, однако в первую очередь разработано для студентов вузов, обучающихся по химическим специальностям.

В пособии сделан акцент на базовых аспектах радиоактивности, в то время как сложные и специализированные вопросы оставлены для изучения в рамках специализированных дисциплин. Первая часть пособия посвящена основным понятиям ядерной физики, таким как структура атомного ядра и механизмы его превращений. Эти знания необходимы для понимания разделов, находящихся во второй половине пособия и посвященных применению радиоактивности в науке и промышленности. В частности, в пособии рассматриваются такие темы, как ядерная энергетика, аналитические методы с применением радионуклидов, экологическая безопасность и биологическое действие ионизирующих излучений.

УДК 544.58+539.1(075.8)

ББК 24.13+22.383я73

ISBN 978-5-907910-86-7

© Болотин Д. С., Караван М. Д., 2024

© Оформление. ООО «Бук», 2024

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	5
------------------	---

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВЫ РАДИОАКТИВНОСТИ

1. Фундаментальные аспекты ядерной физики.....	6
1.1. Строение ядра.....	6
1.2. Устойчивость ядра и энергетика ядерных превращений.....	10
1.3. Кинетика радиоактивного распада.....	14
1.4. Задачи. Семинары 1 и 2.....	24
2. Гамма-радиоактивность.....	30
2.1. Специфика гамма-излучения.....	30
2.2. Виды возникновения гамма-квантов.....	31
2.3. Взаимодействие гамма-квантов с веществом.....	39
2.4. Задачи. Семинар 3.....	43
3. Бета-радиоактивность.....	46
3.1. Фундаментальные аспекты бета-распада.....	46
3.2. Энергия бета-частиц.....	50
3.3. Взаимодействие бета-излучения с веществом.....	52
3.4. Задачи. Семинар 4.....	56
4. Альфа-радиоактивность и другие типы фрагментации ядер.....	60
4.1. Фундаментальные аспекты фрагментации.....	60
4.2. Протонная и нейтронная радиоактивность.....	63
4.3. Альфа-распад и кластерная радиоактивность.....	65
4.4. Взаимодействие тяжёлых частиц с веществом.....	69
4.5 Задачи. Семинар 5.....	72
5. Ядерные реакции.....	75
5.1. Понятие ядерных реакций.....	75
5.2. Общие принципы протекания ядерных реакций.....	80
5.3. Общие принципы проведения ядерных реакций.....	83
5.4. Задачи. Семинар 6.....	88

ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ РАДИОАКТИВНОСТИ

6. Ядерная энергетика.....	92
6.1. Вынужденное деление ядер под действием нейтронов.....	92
6.2. Классификация реакторов.....	101
6.3. Виды ядерного топлива и ядерных отходов.....	104
6.4. Задачи. Семинар 7.....	111
7. Радиоэкология.....	113
7.1. Первичные радионуклиды.....	113
7.2. Космогенные радионуклиды.....	121
7.3. Техногенные радионуклиды.....	123
7.4. Ядерные и радиационные аварии.....	125
8. Прикладная радиохимия.....	138
8.1. Радиоизотопное датирование.....	138
8.2. Радиоактивные индикаторы.....	145
8.3. Активационный анализ.....	149
8.4. Задачи. Семинары 8 и 9.....	150
9. Биологическое действие излучений.....	154
9.1. Понятие дозы.....	154
9.2. Радиобиологические процессы.....	157
9.3. Естественное и искусственное облучение.....	159
10. Радионуклиды в медицине.....	164
10.1. Основные аспекты.....	164
10.2. Радионуклидная диагностика.....	166
10.3. Радионуклидная терапия.....	176
10.4. Задачи. Семинар 10.....	180

ПРЕДИСЛОВИЕ

Основная цель пособия — расширить ваши представления о природе радиоактивных процессов и их влиянии на окружающую среду. Мы стремились сделать материал доступным и интересным даже для тех, кто ранее не сталкивался с этой темой глубоко. Поэтому в пособии акцент сделан на базовых аспектах радиоактивности, а сложные и специализированные вопросы радиохимии оставлены для изучения в рамках специализированных дисциплин.

Первая часть пособия познакомит вас с основными понятиями ядерной физики, такими как структура атомного ядра и механизмы его превращений. Эти знания необходимы для понимания последующих разделов, посвященных применению радиоактивности в науке и промышленности. Во второй части курса рассматриваются практические аспекты, связанные с влиянием радиоактивности на различные сферы нашей жизни.

Изучение этого учебного пособия позволит вам понять фундаментальные процессы, лежащие в основе работы атомных электростанций и современных медицинских технологий. Вы узнаете о том, как радиоактивные элементы влияют на окружающую среду и здоровье человека, а также сможете применять эти знания для решения практических задач. Кроме того, это поможет вам лучше ориентироваться в современных научных дискуссиях и принимать обоснованные решения в вопросах, связанных с радиационной безопасностью.

Таким образом, данное пособие поможет вам сформировать целостное представление о радиоактивности и её роли в современном мире, дополняя другие курсы химической направленности, а также служить отправной точкой для изучения более специализированных разделов, связанных с явлением радиоактивности.

Д. С. Болотин

1. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

1.1. Строение ядра

В рамках этой главы первоначально необходимо ввести и обсудить термины, которыми мы будем пользоваться в рамках этого курса. Из школьного курса известно, что частицы, из которых состоит ядро атома, протоны и нейтроны — обобщённо называются **нуклонами** (от nucleus — ядро). Термин «**изотоп**», обозначающий ядра с одинаковым количеством протонов **Z** и разным количеством нейтронов **N**, тоже известен к середине обучения в бакалавриате. В рамках этого курса необходимо знать ещё три термина, которые практически никогда не используются в других областях химии:

Нуклид — атом, имеющий ядро с определённым количеством протонов **Z**, нейтронов **N** и находящийся в определённом энергетическом состоянии. На сегодняшний день достоверно идентифицированы около 2500 нуклидов, однако их теоретически возможное количество составляет около 4000 (многие ещё не получили подтверждения образования или не получены вовсе).

Изомеры (ядерные) — нуклиды, имеющие одинаковый нуклидный состав $N_1 = N_2$, $Z_1 = Z_2$, но находящиеся в разных энергетических состояниях, например, пара ^{99m}Tc – ^{99}Tc . Ядерные изомеры являются разными нуклидами.

Изобары — нуклиды, имеющие одинаковое массовое число **A**, но различающиеся по количеству протонов и нейтронов: $A_1 = A_2$, $Z_1 \neq Z_2$, например: $^{40}_{20}\text{Ca}$ – $^{40}_{19}\text{K}$ – $^{40}_{18}\text{Ar}$. Так как этот термин связывает между собой совершенно разные по своим химическим свойствам элементы, он не используется в других областях химии. Однако, он связывает между собой материнские и дочерние нуклиды при реализации β -распада (о котором речь будет идти в третьей лекции) и поэтому в радиохимии используется часто.

Структура ядра. Теория атомного ядра до сих пор является одной из нерешённых проблем физики: знаний о ядерном взаимодействии по-прежнему недостаточно, ядро — это квантовая система многих тел, которые сильно взаимодействуют друг с другом, и описывать его структуру адекватно и последовательно можно только в рамках квантовой хромодинамики. Поэтому в настоящий момент используется ряд разнообразных моделей, каждая из которых призвана описывать определённую совокупность свойств ядра. Таким

образом, каждая из моделей имеет ограниченную область применения, но позволяет описывать и прогнозировать определённые свойства атомных ядер в пределах этой области.

Все модели условно можно разделить на следующие классы: **коллективные**, то есть рассматривающие поведение больших групп частиц с сильным взаимодействием (модель жидкой капли, модель пятимерного гармонического осциллятора, модель аксиально-симметричного ротатора, двухкомпонентная модель ядерной жидкости), **одночастичные** или микроскопические, то есть рассматривающие поведение отдельных нуклонов как независимых частиц (модель ферми-газа, оболочечная модель) и **обобщённая модель ядра**.

Ядерные силы. Ядерные силы, связывающие нуклоны в ядре, обусловлены сильным взаимодействием. Связь протонов и нейтронов в ядре осуществляется переносчиками взаимодействий — π -мезонами (квантами ядерного поля). Если нуклон испускает частицу массой m , неопределенность его полной энергии будет равна $\Delta E \geq mc^2$, а время обмена, соответственно, $\Delta t \leq \frac{\hbar}{mc^2}$. Если за это время нуклон встретит другой нуклон, то произойдет обмен (взаимодействие), если нет — виртуальная частица поглотится нуклоном, который её испустил.

Взаимодействие между нуклонами, возникающее в результате обмена квантами массы m , приводит к появлению потенциала $V(r)$ (потенциал Хидэки Юкавы) — потенциала, создаваемого облаком испускаемых нуклоном мезонов. Положительные, отрицательные и нейтральные пионы (π^+ , π^0 , π^-) описывают взаимодействие между pp -, pn -, nn -парами, соответственно, на характерных внутриядерных расстояниях 1.5–2.2 фм. На меньших расстояниях должен происходить обмен более тяжёлыми мезонами — ω , η и ρ .

Мезоны, изначально предсказанные в 1935 году Хидэки Юкавой как кванты ядерного поля, в 1947 году были обнаружены в космическом излучении.

Нуклон-нуклонное взаимодействия может быть описано в рамках концепции потенциала. Он имеет сложный вид и зависит, в первую очередь, от расстояния r между нуклонами. Его первое, наиболее важное слагаемое — $V(r)$ — центральный потенциал, который зависит только от расстояния между нуклонами (**Рисунок 1**).

Минимум потенциала $V(r)$ находится в точке $r \approx 0.8$ фм и соответствует энергии $-(70-80)$ МэВ. При $r < 0.8$ фм потенциал $V(r)$ резко возрастает до значений в сотни МэВ, а при $r > 0.8$ фм — асимптотически приближается к нулю.

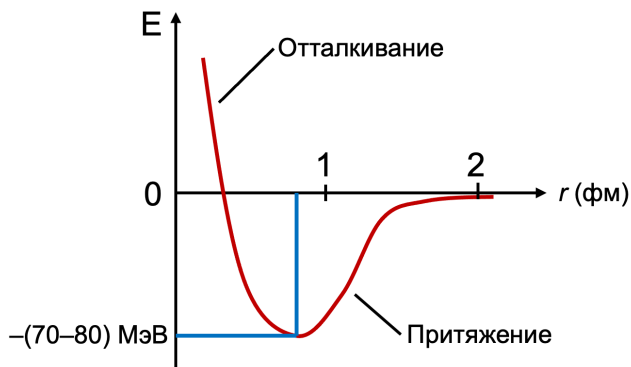


Рисунок 1. Радиальная зависимость нуклон-нуклонного потенциала.

Среднее расстояние между нуклонами в ядре около 2 фм, и концепция мезонного обмена хорошо работает на таких сравнительно больших расстояниях, поскольку можно не учитывать внутреннюю структуру мезонов и рассматривать их как точечные частицы. Притяжение между двумя нуклонами одинаково независимо от их зарядового состояния (протон или нейтрон). Это проявляется в свойствах так называемых зеркальных ядер (ядер-изобар с одинаковым массовым числом A , переходящих друг в друга при замене нейтронов на протоны и протонов на нейтроны). Например, для ${}^3\text{He}$ и T энергии связи ядер составляют 7.72 МэВ и 8.49 МэВ и разность энергий связи их ядер (0.77 МэВ) соответствует энергии кулоновского отталкивания двух протонов в ядре ${}^3\text{He}$.

Радиус и плотность ядра. В силу того, что нуклоны движутся в ядре с субсветовыми скоростями и оно не имеет чётко очерченного края (по аналогии с электронной оболочкой атома), а также того, что оно не всегда сферически симметрично, точное определение радиуса ядра не представляется возможным.

Изучая ядра с помощью рассеяния на них электронов, можно заметить, что ядро представляет собой объект условно сферической

формы, размеры которого зависят от атомного веса элемента, а заряд и плотность ядерной материи примерно одинаково распределены по всему ядру. Нуклоны в ядре не сконцентрированы в его центре, а равномерно распределены по объёму, поэтому число нуклонов на единицу объёма ядра можно считать величиной постоянной.

Эксперименты по рассеянию α -частиц на легких ядрах дали основание предполагать, что плотность ядерного вещества у всех ядер приблизительно постоянна. Дальнейшее изучение показало, что плотности распределения ядерной материи и электрического заряда практически совпадают и описываются распределением Ферми:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}}$$

где ρ_0 — плотность ядерной материи в ядре, r — радиус ядра, R — расстояние, на котором плотность ядерной материи спадает в два раза, а a — параметр диффузности.

Для ядер, расположенных вблизи долины стабильности, были установлены следующие закономерности:

- плотность ядерной материи в центре ядра приблизительно одинакова у всех ядер и составляет ~ 0.17 нукл/фм³;
- толщина диффузного края (расстояние, на котором происходит спад плотности от $0.9\rho_0$ до $0.1\rho_0$) у всех ядер примерно одинакова:
 $d = 4.4a = 2.4$ фм;
- величина радиуса ядра определяется числом нуклонов:
 $R = 1.3A^{\frac{1}{3}}$ фм.

Иными словами, для ядер, находящихся вблизи долины стабильности, можно сделать вывод, что их радиусы находятся в области от 2–3 фм (у легких) до 8–9 фм¹ (у наиболее тяжелых). Свойства ядер, удаленных от долины стабильности, отличаются.

¹ В радиохимии иногда фемтометры (фм) называют внесистемной единицей «Ферми» (Фм). Они эквивалентны друг другу.

1.2. Устойчивость ядра и энергетика ядерных превращений

Масштабы субатомного мира значительно отличаются от привычных нам, поэтому для удобства измерения вводятся соответствующие единицы для массы, энергии и расстояний, сопоставимые с единицами системы СИ — метрами, килограммами и т.д.

Для выражения массы в субатомном мире используют величину **атомная единица массы** (а.е.м.), она же — «дальтон».

$$1 \text{ а.е.м.} = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

Для выражения энергии используется понятие **электронвольт** (эВ). Электронвольт представляет собой ту энергию, которая необходима для переноса элементарного заряда в электростатическом поле между точками с разницей потенциалов в 1 В (по сути, он равен совершаемой при этом работе):

$$1 \text{ эВ} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$$

В силу эквивалентности массы и энергии выполняется соотношение $E = mc^2$, то есть масса покоя физического объекта равна, с точностью до постоянного множителя c^2 , его энергии покоя. Поэтому в физике микромира обычно массу выражают через энергию:

$$1 \text{ а.е.м.} \sim 931.5 \text{ МэВ.}$$

Энергия связи ядра. Одна из основных характеристик атомного ядра — это **энергия связи ядра**.

$$E_{\text{связи}} = \Delta mc^2 = (Z \times M_p + N \times M_n - M_{Z,N})c^2$$

где M_p — масса покоя свободного протона, M_n — масса покоя свободного нейтрона, $M_{Z,N}$ — масса рассматриваемого ядра, Δm — **дефект массы**, являющийся разницей между массой рассматриваемого ядра и суммой масс покоя составляющих его нуклонов.

По своему физическому смыслу энергия связи ядра представляет собой то количество энергии, которое необходимо затратить, чтобы разделить ядро на отдельные нуклоны.

Энергия связи ядра тем выше, чем больше **A**. На практике чаще имеют дело с удельной энергией связи ε (средняя энергия связи, приходящаяся на 1 нуклон; **Рисунок 2**).

В области малых **A** удельная энергия связи быстро линейно растёт (кроме ядер ${}^4\text{He}$, ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$) и достигает максимума, центр которого расположен в районе ${}^{56}\text{Fe}$ (так называемый «железный максимум»; $\varepsilon = 8.79$ МэВ), а затем постепенно уменьшается (при $A = 238$ $\varepsilon = 7.6$ МэВ).

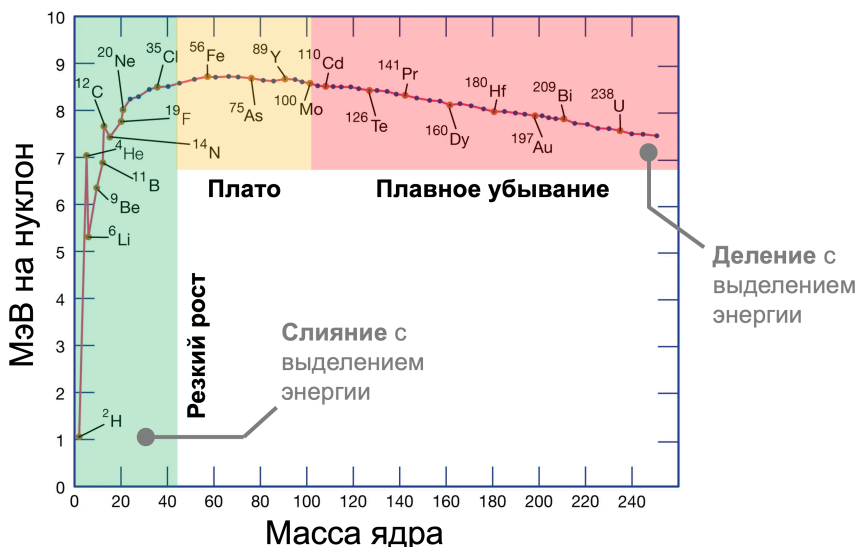


Рисунок 2. Зависимость удельной энергии связи $\varepsilon = \frac{E_{\text{связи}}}{A}$ от массового числа **A**.

На общем фоне кривой есть ядра, обладающие большей энергией связи, нежели другие. Эти ядра получили название магических, а число протонов и нейтронов в них — **магических чисел**: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Их существование хорошо описывается оболочечной моделью ядра.

Параметр $\varepsilon = \frac{E_{\text{связи}}}{A}$ говорит о стабильности ядер. При продвижении по кривой от $A = 260$ до $A = 60$ — это первопричина выделения энергии при процессе деления (например, $^{236}\text{U} \rightarrow ^{140}\text{Xe} + ^{93}\text{Sr} + 3n$), а при продвижении от $A = 1$ к $A = 60$ — причина выделения энергии в процессе слияния (например, $2^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$). То есть, возможны два способа получения ядерной энергии: деление тяжёлых ядер или же слияние лёгких.² В обоих случаях осуществляется переход к ядрам, в которых нуклоны связаны сильнее, и часть энергии связи высвобождается.

Энергия отделения нуклона может быть выражена для нейтрона или протона, соответственно, следующим образом:

$$B_n = (M_{Z,N-1} + M_n - M_{Z,N})c^2$$

$$B_p = (M_{Z-1,N} + M_p - M_{Z,N})c^2$$

Нуклидная карта. Атомные ядра можно поделить на две категории: **стабильные ядра** (время жизни таких ядер сравнимо со временем существования Земли, период полураспада равный или выше 10^{10} лет) и **радиоактивные ядра** (испытывают самопроизвольные превращения, именуемые радиоактивным распадом). Такое разделение условно: ядра с периодом полураспада более 10^{10} лет также могут быть отнесены к радиоактивным: например, ^{209}Bi в нуклидной карте обозначен как радиоактивный нуклид с периодом полураспада 2×10^{19} лет, и есть работы по прямому измерению его активности.

В целом картина существования атомных ядер может быть изображена **нуклидной картой** (второе название — **N-Z-диаграмма; Рисунок 3**), на которой каждому ядру соответствует определённое положение со значениями **Z** и **N**.

Верхняя часть диаграммы (красные, оранжевые, жёлтые и зелёные точки) соответствует **протоноизбыточным ядрам** (так называются ядра, перегруженные протонами по сравнению со стабильными ядрами), а нижняя (фиолетовые и синие точки) — **нейтроноизбыточным ядрам** (в таких ядрах нейтронов больше по сравнению со стабильными). Линия чёрных точек, разделяющая

² Это утверждение корректно при рассмотрении ядер, находящихся в долине стабильности. В ряде случаев распад лёгких ядер, находящихся далеко от долины стабильности, также может приводить к выделению энергии.

верхнюю и нижнюю части — это так называемая **долина стабильности**. Здесь расположены стабильные и долгоживущие ядра.

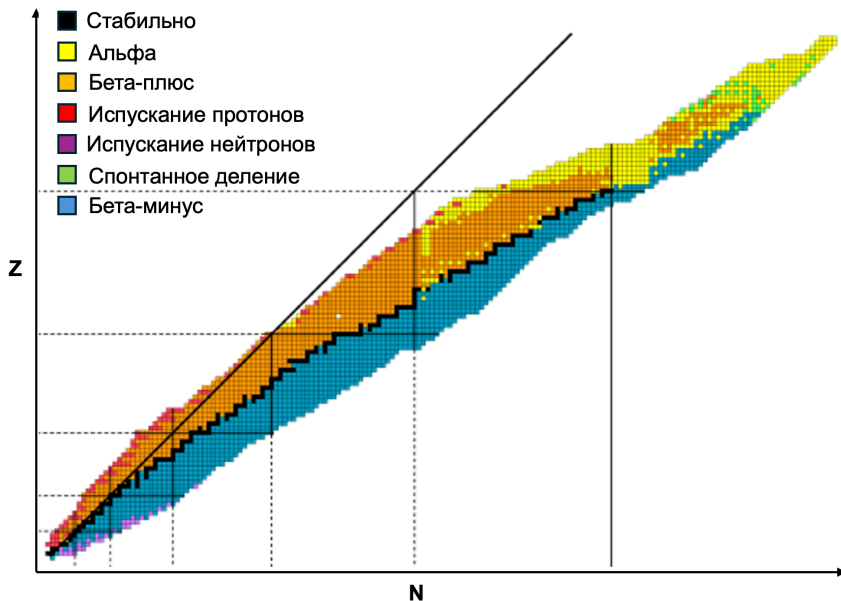


Рисунок 3. Нуклидная карта, описывающая возможные пути распада атомных ядер.³

Лёгкие стабильные ядра с $A < 40$ имеют примерно равное количество нейтронов и протонов. Однако соотношение $\frac{N}{Z}$ по мере продвижения по области стабильных ядер начинает возрастать и в районе $A \approx 250$ оно составляет уже 1.6. Это объяснимо: с ростом A растёт роль кулоновского отталкивания протонов, поэтому тяжёлые

³ Интерактивная нуклидная карта доступна по ссылкам:



ядра оказываются энергетически более устойчивы, если в них большее количество нейтронов относительно протонов.

Для ядер долины стабильности характерно соотношение:

$$\frac{N}{Z} \approx 1 + 0.015 \times A^{\frac{2}{3}}$$

1.3. Кинетика радиоактивного распада

Радиоактивный распад является самопроизвольным процессом превращения ядра атома одного химического элемента в ядро атома другого химического элемента (или ядра атомов иных элементов). Процесс сопровождается испусканием элементарных частиц и/или лёгких ядер и/или квантов электромагнитного излучения, что приводит к различным видам ионизирующего излучения. Таким образом, явление радиоактивности — это способность ядра испытывать радиоактивный распад.

Радиоактивность бывает: **естественная** (открыта в 1896 году), наблюдаемая у радиоактивных элементов, находящихся в природе (естественные радиоактивные семейства, ^{40}K и другие), **искусственная** (открыта в 1934 году), наблюдаемая для ядер радиоактивных элементов, полученных в результате ядерных реакций.

В природе радионуклиды постоянно возникают при распаде долгоживущих ядер (период полураспада таких ядер сопоставим с геологическим возрастом Земли ($4.5 \cdot 10^9$ лет), например, ^{235}U , ^{238}U или ^{232}Th). В атмосфере и на поверхности Земли рождение радионуклидов обусловлено взаимодействием космического излучения с ядрами различных химических элементов — составляющих воздуха, почвы и горных пород (так, например, образуются тритий и ^{14}C).

Закон радиоактивного распада (кинетика радиоактивного распада). Рассмотрим радиоактивное превращение: $X^* \rightarrow Y$. Радиоактивный радионуклид X^* называется **материнским нуклидом**, а новый нуклид Y , образующийся в результате такого превращения, — **дочерним нуклидом** (зачастую он также испытывает радиоактивный распад). Радиоактивный распад — процесс самопроизвольный, а следовательно, исходные частицы

претерпевают изменения независимо от наличия в системе других аналогичных частиц. Способность частицы к распаду определяется исключительно внутренними свойствами системы и не зависит от внешних воздействий. В результате чего кинетика радиоактивного распада описывается таким же уравнением, что и кинетика химической реакции первого порядка: $C(t) = C_0 e^{-k_1 t}$, в котором, в силу специфики радиохимии, используются иные параметры:

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

где $N(t)$ — количество ядер рассматриваемого нуклида (в штуках) в момент времени t (с); N_0 — исходное количество ядер рассматриваемого нуклида (в штуках); λ — **постоянная распада**, по своей сути являющаяся константой скорости реакции первого порядка (с⁻¹).

Из постоянной распада можно вывести следующие производные величины:

среднее время жизни ядра, являющееся обратной величиной относительно постоянной распада: $\tau = \lambda^{-1}$ (с) и соответствующее промежутку времени t , за который количество ядер исходного нуклида уменьшается в e раз;

период полураспада, $T_{1/2} = \ln(2)\lambda^{-1}$ (с), соответствующий промежутку времени t , в течение которого исходное количество ядер нуклида уменьшится в 2 раза.

Это важнейшие характеристики нуклида, которые определяются только внутренними свойствами ядер.

При этом следует обратить внимание, что через 2 периода полураспада распадутся далеко не все исходные ядра. Исходя из записи закона радиоактивного распада в интегральной форме, в радиоактивном препарате ядра никогда не распадаются полностью, так как экспонента $e^{-\lambda t}$ не обращается в ноль ни при каких значениях t . В любой момент времени есть отличная от нуля вероятность найти в препарате радиоактивные ядра.

Принято считать, что за время, равное $10T_{1/2}$, распадается подавляющая часть изначально имевшихся радиоактивных ядер, так как количество ядер уменьшается в 1024 раза. Через $2T_{1/2}$ распадается 75% ядер, через $3T_{1/2}$ — 87.5% и т. д.

Активность. Под **активностью** понимается величина радиоактивности препарата, которая показывает, сколько ядерных превращений происходит в препарате в единицу времени. Активность равнозначна скорости радиоактивного распада и может быть записана следующим образом:

$$A = -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N$$

Таким образом, активность пропорциональна количеству вещества. Данная формула также описывает закон радиоактивного распада, но в дифференциальной его форме.

Абсолютная активность показывает истинное число ядерных превращений, происходящих в образце в единицу времени, в то время как **относительная активность** показывает число ядерных превращений, которое регистрируется счётной установкой: $A_{\text{отн}} = c\lambda N = cA_{\text{абс}}$, где c — коэффициент регистрации (доля частиц, регистрируемых данным детектором), который обычно существенно меньше единицы.

Системной единицей измерения активности вещества является **беккерель (Бк)**, который соответствует одному распаду (в среднем) в секунду (с^{-1}). Вследствие того, что 1 Бк является очень малой величиной и на практике приходится работать с веществами, в которых происходят миллионы и миллиарды распадов в секунду, то в обиходе имеется внесистемная единица **кюри (Ки)**, примерно равная абсолютной активности 1 грамма ^{226}Ra : $1 \text{ Ки} = 3.7 \times 10^{10} \text{ Бк}$ (точно). На практике пользуются производными величинами, представленными ниже.

Молярная активность источника — отношение активности нуклида в образце к числу молей вещества, содержащего данный радионуклид ($\frac{\text{Бк}}{\text{моль}}$ или $\frac{\text{Ки}}{\text{моль}}$).

Удельная активность источника — отношение активности радионуклида в образце к массе образца или массе элемента или соединения ($\frac{\text{Бк}}{\text{кг}}$ или $\frac{\text{Ки}}{\text{кг}}$).

Поверхностная активность источника — отношение активности радионуклида в образце, распределённой на поверхности источника, к площади этой поверхности ($\frac{\text{Бк}}{\text{м}^2}$ или $\frac{\text{Ки}}{\text{м}^2}$).

Объёмная активность источника — отношение активности радионуклида в источнике к его объёму ($\frac{B_K}{M^3}$ или $\frac{K_K}{M^3}$).

Способы определения периодов полураспада. Так как диапазоны значений периодов полураспада лежат в очень широкой области — от миллиардов лет до долей секунды, ниже рассмотрены те способы определения, которые наиболее используются на практике.

Препараты, которые используются для определения периода полураспада, должны удовлетворять требованию радионуклидной чистоты (то есть, содержать только один, исследуемый радионуклид). Иногда требуется определить периоды полураспада двух нуклидов, находящихся в смеси. Это возможно для случая, когда в препарате содержатся только два радионуклида, и их периоды полураспада различаются как минимум в 2 раза.

1) Случай, когда $T_{1/2}$ более нескольких месяцев. В наиболее простом случае, когда период полураспада нуклида очень велик по сравнению со временем эксперимента по измерению его активности, а количество нуклида N_0 известно, можно пренебречь изменением его активности со временем и вычислить период полураспада по формуле: $T_{1/2} = \frac{N_0 \ln(2)}{A}$. Для получения точных данных следует либо провести несколько экспериментов по определению активности образца с последующей статистической обработкой массива данных (если образца много и/или его абсолютная активность велика), либо экспонировать образец в детекторе достаточно долгое время, чтобы накопить достаточно большое количество зарегистрированных актов распада (когда образца мало и/или его абсолютная активность низка). Стоит отметить, что зачастую величина N_0 является неизвестной и её нахождение является нетривиальной задачей, особенно в случае нуклидов с периодами полураспада сотни и тысячи лет.

2) Случай, когда $T_{1/2}$ лежит в промежутке от нескольких минут до нескольких месяцев. В данном случае возможно проведение эксперимента в течение промежутка времени, сопоставимого с ожидаемым периодом полураспада (пока начальная активность не уменьшится вдвое). Это так называемый радиометрический метод. При его реализации необходимо строгое сохранение геометрии «источник–детектор» и стабильная работа измерительной аппаратуры. Проводится серия измерений активности так, чтобы

каждое измерение проводилось в течение времени, достаточно малым по сравнению с периодом полураспада нуклида, и изменением активности в рамках каждого отдельного измерения можно было пренебречь.

Результаты представляют графически в линейных или полулогарифмических координатах (**Рисунки 4 и 5**, соответственно). Для радиоактивного распада характерны флуктуации, влияющие на вид экспоненциальной кривой, поэтому целесообразнее использовать полулогарифмические координаты, в которых зависимость будет иметь вид прямой.

Для расчёта периода полураспада полученные данные аппроксимируются прямой в полулогарифмических координатах методом наименьших квадратов: $\ln(A) = at + b$. В данном случае коэффициент **a** будет равняться постоянной распада, взятой с обратным знаком, а период полураспада, соответственно, можно вычислить по формуле $T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{-a}$.

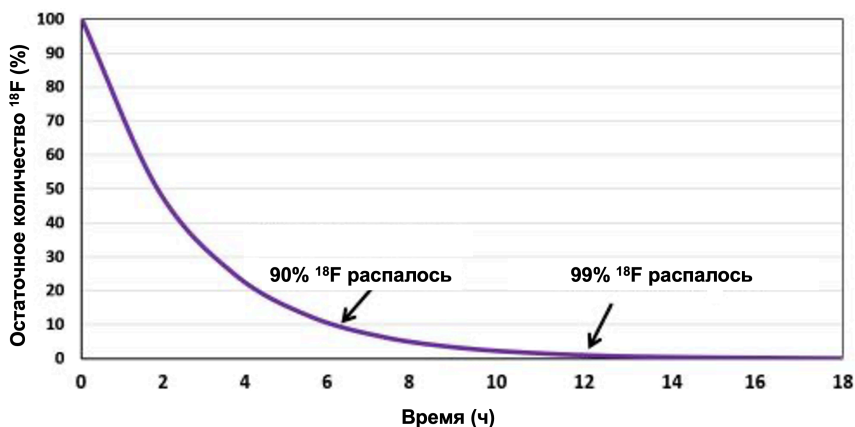


Рисунок 4. Зависимость активности от времени наблюдения в линейных координатах для образца, содержащего ^{18}F .

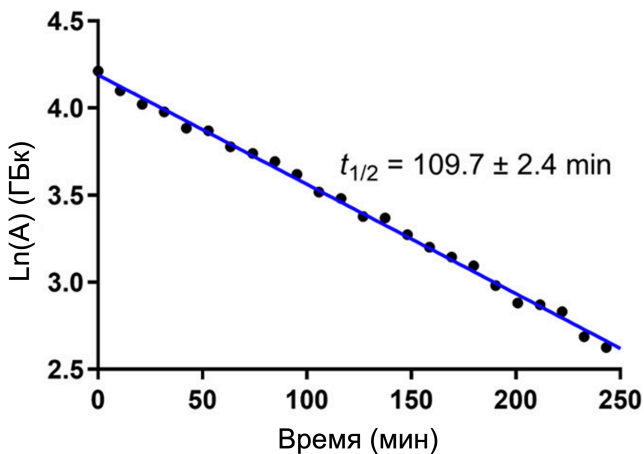


Рисунок 5. Зависимость активности от времени наблюдения в полулогарифмических координатах для образца, содержащего ^{18}F .

Закономерности накопления нуклидов при последовательных радиоактивных превращениях. Рассмотрим систему, в которой при распаде материнского радионуклида X накапливается стабильный нуклид Y. В начальный момент времени, при $t = t_0$, количество ядер материнского нуклида X равно N_0 , а ядер дочернего нуклида Y нет в системе.

По прошествии времени t : распалось x ядер нуклида X от N_0 , имевшихся в начальный момент времени, а сохранилось $(N_0 - x)$. При этом образовалось x ядер нуклида Y. В такой системе скорости накопления дочернего нуклида и распада материнского равны между собой:

$$v = \frac{dx}{dt} = \lambda_X(N_0 - x)$$

— это дифференциальная форма закона накопления стабильного нуклида Y. Дальнейшее решение этого уравнения позволяет получить интегральную форму закона накопления стабильного нуклида:

$$N_Y(t) = N_0(1 - e^{-\lambda_X t}) = N_0 \left(1 - 0.5^{\frac{t}{T_{1/2}(X)}} \right)$$

Анализ этого уравнения показывает, какое количество нуклида Y накапливается через временные интервалы, кратные $T_{1/2}(X)$: $t = T_{1/2}(X) \rightarrow 0.5N_0$; $t = 2T_{1/2}(X) \rightarrow 0.75N_0$; $t = 10T_{1/2}(X) \rightarrow 0.999N_0$; $t \rightarrow \infty \rightarrow$ полное превращение X в Y .

В ряде систем радиоактивный распад испытывает и материнский, и дочерний радионуклиды с периодами полураспада $T_{1/2}(X)$ и $T_{1/2}(Y)$, причём $T_{1/2}(X) > T_{1/2}(Y)$ или $\lambda_X < \lambda_Y$. Последующий в цепочке нуклид Z так же может быть радиоактивным. В такой системе изменение числа ядер дочернего нуклида Y во времени является суммой двух процессов: (1) накопления ядер нуклида Y при распаде материнского нуклида X и (2) убыли ядер нуклида Y из-за его собственного распада.

Пусть N_X — число ядер нуклида X в любой момент времени, кроме $t = 0$, а N_Y — число ядер нуклида Y в любой момент времени, кроме $t = 0$.

Результирующему процессу соответствует уравнение, представляющее собой дифференциальную форму закона накопления радионуклида, полученное суммированием частей уравнения, отвечающих за каждый из процессов.

$$\left(\frac{dN_Y}{dt}\right)_{\text{образ.}} = -\frac{dN_X}{dt} = \lambda_X N_X$$

$$\left(\frac{dN_Y}{dt}\right)_{\text{расп.}} = -\frac{dN_Y}{dt} = -\lambda_Y N_Y$$

$$\left(\frac{dN_Y}{dt}\right) = \lambda_X N_X - \lambda_Y N_Y$$

Решая последнее уравнение, получаем выражение, представляющее собой интегральную форму закона накопления дочернего радионуклида:

$$N_Y(t) = \frac{\lambda_X}{\lambda_Y - \lambda_X} N_{0(X)} (e^{-\lambda_X t} - e^{-\lambda_Y t}) + N_{0(Y)} e^{-\lambda_Y t}$$

Кривые накопления нуклида Y проходят точку максимума (τ_{\max}). Она отвечает промежутку времени, необходимому для накопления в данной системе максимально возможного числа ядер дочернего нуклида Y . При $t = \tau_{\max}$, уравнение позволяет вычислить максимальное количество ядер или максимальную активность дочернего нуклида.

Стоит отметить, τ_{\max} не является константой и зависит от характеристик конкретной системы:

- чем короче $T_{1/2}$ дочернего нуклида по сравнению с материнским, тем быстрее достигается его максимальная активность в системе.
- чем больше ядер дочернего нуклида содержалось в начальный момент времени в системе, тем быстрее будет достигнута его максимальная активность.

Равновесные состояния в системах генетически связанных радионуклидов. Если рассматривать систему двух генетически связанных нестабильных нуклидов X и Y, количество которых в системе описываются уравнениями:

$$N_X(t) = N_{0(X)}e^{-\lambda_X t}$$

$$N_Y(t) = \frac{\lambda_X}{\lambda_Y - \lambda_X} N_{0(X)}(e^{-\lambda_X t} - e^{-\lambda_Y t})$$

то предельные значения отношений $N_Y(t)/N_X(t)$ при $t \rightarrow \infty$ зависят только от ядерных характеристик системы:

$$\frac{N_Y(t)}{N_X(t)} = \frac{\frac{\lambda_X}{\lambda_Y - \lambda_X} N_{0(X)}(e^{-\lambda_X t} - e^{-\lambda_Y t})}{N_{0(X)}e^{-\lambda_X t}} = \frac{\lambda_X}{\lambda_Y - \lambda_X} (1 - e^{-(\lambda_Y + \lambda_X)t}) = \frac{\lambda_X}{\lambda_Y - \lambda_X}$$

Таким образом, система генетически связанных радионуклидов по истечении достаточно большого промежутка времени самопроизвольно приходит к стационарному состоянию, которое характеризуется постоянными величинами соотношений количества ядер и, соответственно, активностей материнского и дочернего радионуклидов — **состоянию радиоактивного равновесия**.

Условия достижения состояния радиоактивного равновесия:

- нуклиды должны быть генетически связаны (так как для последнего выражения использовалась формула генетически связанных нуклидов);
- период полураспада материнского нуклида должен быть больше периода полураспада дочернего радионуклида (иначе выражение $\lambda_Y - \lambda_X$ будет отрицательным и соотношение $\frac{N_Y(t)}{N_X(t)}$ будет меньше нуля, что не имеет физического смысла)

- система должна быть закрыта, то есть газообразные и водорастворимые компоненты не удаляются во внешнюю среду (в таком случае необходимо было бы рассматривать дополнительно скорость их убыли в математическом выводе, чего сделано не было).

Степень установления радиоактивного равновесия α ($\alpha = 0$ — только материнский нуклид X; $\alpha = 1$ — нуклиды X и Y находятся в равновесии) в соответствии с выше выведенным уравнением может быть рассчитана по формуле $\alpha = 1 - e^{-(\lambda_Y + \lambda_X)t}$ и, таким образом, она асимптотически стремится к 1 при $t \rightarrow \infty$. То есть 100%-ное равновесие с формальной точки зрения не достигается никогда. Минимальный промежуток времени, необходимый для достижения равновесия с заданной точностью может быть рассчитан по следующей формуле:

$$t_{min} = \frac{1}{\lambda_Y - \lambda_X} \ln \left(\frac{1}{1 - \alpha} \right)$$

С точки зрения возможности установления радиоактивного равновесия все системы можно разделить на три типа: системы, в которых реализуется (1) **вековое равновесие**, (2) **подвижное равновесие** и (3) системы, в которых равновесие не реализуется.

Вековое равновесие может устанавливаться в системах, в которых материнский изотоп X имеет существенно больший период полураспада, чем дочерний изотоп Y (например, в паре ^{232}Th (1.4×10^{10} лет) \rightarrow ^{228}Ra (5.75 лет)). Рассмотрим особенности этого типа систем с помощью двух ранее описанных в этой главе уравнений:

$$A = \lambda N$$

$$\frac{N_Y(t)}{N_X(t)} = \frac{\lambda_X}{\lambda_Y - \lambda_X} (1 - e^{-(\lambda_Y + \lambda_X)t})$$

Подставляя одно уравнение в другое, получаем следующее уравнение:

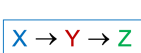
$$\frac{N_Y(t)}{N_X(t)} = \frac{\frac{A_Y}{\lambda_Y}}{\frac{A_X}{\lambda_X}} = \frac{A_Y \lambda_X}{A_X \lambda_Y} = \frac{\lambda_X}{\lambda_Y - \lambda_X} (1 - e^{-(\lambda_Y + \lambda_X)t})$$

Постулируя что $\lambda_Y \gg \lambda_X$ (дочерний нуклид имеет существенно меньший период полураспада) и учитывая то, что в таком случае $\lambda_Y \pm \lambda_X \approx \lambda_Y$, а $e^{-\lambda_Y t} \approx 0$ получаем следующее выражение:

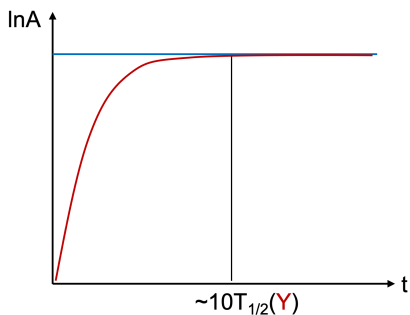
$$\frac{A_Y \lambda_X}{A_X \lambda_Y} = \frac{\lambda_X}{\lambda_Y} (1 - e^{-\lambda_Y t}) \rightarrow \frac{A_Y}{A_X} = 1 - e^{-\lambda_Y t} \rightarrow \frac{A_Y}{A_X} = 1$$

Таким образом, при реализации векового равновесия активности материнского и дочернего изотопа равны друг другу и не изменяются за время наблюдения (Рисунок 6, слева). Важно отметить, что равенство активностей не означает равенства количества соответствующих нуклидов.

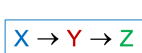
Устойчивое равновесие (вековое)



$$\begin{aligned} T_{1/2}(X) &\gg T_{1/2}(Y) \\ T_{1/2}(Z) &\text{ — неважно} \end{aligned}$$



Подвижное равновесие



$$\begin{aligned} T_{1/2}(X) &\geq T_{1/2}(Y) \\ T_{1/2}(Z) &\text{ — неважно} \end{aligned}$$

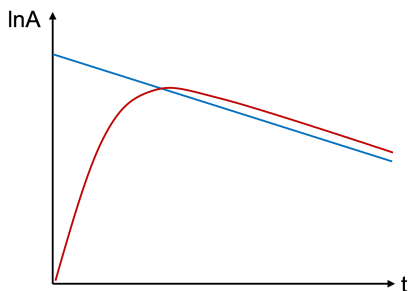


Рисунок 6. Схематическое изображение кинетических кривых для векового равновесия (слева) и подвижного равновесия (справа).

Подвижное равновесие может устанавливаться в системах с разницей периодов полураспада около 5–10 раз (например, в паре ^{99}Mo (2.75 сут) \rightarrow $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (6 ч)). В данном случае уравнение, описывающее отношение активностей материнского и дочернего нуклидов:

$$\frac{A_Y \lambda_X}{A_X \lambda_Y} = \frac{\lambda_X}{\lambda_Y - \lambda_X} (1 - e^{-(\lambda_Y + \lambda_X)t}) \rightarrow \frac{A_Y}{A_X} = \frac{\lambda_Y}{\lambda_Y - \lambda_X} (1 - e^{-(\lambda_Y + \lambda_X)t})$$

не может быть упрощено столь же значительно, как в случае векового равновесия, однако можно заметить, что при $t \rightarrow \infty$ это уравнение приводится к виду

$$\frac{A_Y}{A_X} = \frac{\lambda_Y}{\lambda_Y - \lambda_X}$$

что свидетельствует о том, что при больших временах наблюдения в таких системах отношение активностей материнского и дочернего нуклидов выходит на константу, причём активность дочернего изотопа выше, чем материнского (**Рисунок 6**, справа).

В тех случаях, когда материнский и дочерний нуклид имеют примерно равные периоды полураспада, или дочерний является более долгоживущим, чем материнский, установление равновесия невозможно.

1.4. Задачи

Семинар 1. Структура ядра, устойчивость ядра и энергетика ядерных превращений.

Примеры решения:

1) Рассчитать энергию (в МэВ), эквивалентную 1 а.е.м., принимая значение скорости света в вакууме $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

Решение:

Численное значение атомной единицы массы в единицах массы

$$1 \text{ а.е.м.} \approx 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

$$E_0 = mc^2 = 1.49 \cdot 10^{10} \text{ Дж} \approx 931.5 \text{ МэВ}$$

Ответ: около 931.5 МэВ

2) Определить энергию связи ϵ , приходящуюся на один нуклон в альфа-частице.

Решение:

Рассчитаем дефект массы для альфа-частицы.

$$\Delta m = 2m_n + 2m_p - (m_{He} - 2m_e) = 2 \cdot 1.008664 + 2 \cdot 1.007276 - 4.002603 + 2 \cdot 0,000549 = 0,030381 \text{ а.е.м.}$$

$$\varepsilon = \frac{E_{\text{связи}}}{A} = \frac{\Delta m \text{ (а.е.м.)}}{4} \times 931,5 \frac{\text{МэВ}}{\text{а.е.м.}} = 7.07 \text{ МэВ.}$$

Ответ: 7.07 МэВ.

Задачи для самостоятельной работы:

- 1) Определить количество протонов и нейтронов в ядрах ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{226}Ra , ^{228}Th .
 - 2) Найти среди перечисленных ниже ядер изотопы и изобары: ^{40}K , ^{40}Ca , ^{42}K , ^{42}Ca , ^{39}K , ^{38}Ar , ^{40}Ar .
 - 3) Вычислить радиус ядер: ^{16}O , ^{56}Fe , ^{235}U .
 - 4) Найти магические и дважды магические ядра среди следующих нуклидов: ^{209}Po , ^{196}Pt , ^{36}Cl , ^{180}Hf , ^{124}Te .
 - 5) Используя формулу зависимости радиуса ядра от массового числа, рассчитать плотность ядерного вещества в ^{238}U .
 - 6) Определить энергию связи, приходящуюся на один нуклон, в ядрах: гелия-4, фосфора-32, титана-50.
 - 7) В результате превращения теплового нейтрона в протон испускается электрон. Оценить выделившуюся энергию.
 - 8) Рассчитать энергию, которую необходимо затратить, чтобы удалить нейтрон, протон, альфа-частицу из ядра ^{235}U , ^{137}Cs , ^{40}Ar , ^{27}Al , ^7Li .
-

Семинар 2. Кинетика радиоактивного распада.

Примеры решения:

1) Какая доля ядер радионуклида сохранится через 5 периодов полураспада?

Решение:

Используем формулы $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ и $T_{1/2} = \ln(2)\lambda^{-1}$.

Подставляя одну формулу в другую, приходим к выражению

$$N(t) = N_0 0.5^{\frac{t}{T_{1/2}}} \rightarrow \frac{N(t)}{N_0} = 0.5^{\frac{t}{T_{1/2}}}$$

По условию задачи принимаем $t = 5T_{1/2}$ и приходим к выражению

$$\frac{N(t)}{N_0} = 0.5^5 = \frac{1}{32}$$

Ответ: через 5 периодов полураспада сохранится около 3.1% исходных ядер.

2) Найти массу, соответствующую активности 1 Ки для кобальта-60.

Решение:

Первое, с чего следует начинать решать задачу — это найти в доступных источниках период полураспада соответствующего нуклида. По запросу «изотопы кобальта» в википедии⁴ находим что $T_{1/2}({}^{60}\text{Co}) = 5.2714$ года.

⁴ Альтернативно периоды полураспада и пути распада можно смотреть на сайте:



Для решения задачи необходимо использовать формулы: $A = \lambda N$ и $T_{1/2} = \ln(2)\lambda^{-1}$. Подставляя одну формулу в другую, приходим к следующему выражению:

$$A = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} N \rightarrow N = A \frac{T_{1/2}}{\ln(2)}$$

Масса вещества связана с количеством его атомов через выражение

$$m = \nu M = \frac{N}{N_A} M$$

Подставляя одно выражение в другое, приходим к уравнению

$$m = \nu M = \frac{M}{N_A} A \frac{T_{1/2}}{\ln(2)}$$

Прежде чем подставлять в уравнение конкретные числа, необходимо всё перевести в СИ:

$$1 \text{ Ки} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$$

$$T_{1/2}({}^{60}\text{Co}) = 5.2714 \text{ года} = 5.2714 \text{ год} \times 365.25 \text{ день/год} \times 24 \text{ час/день} \times 3600 \text{ с/час} = 1.6635 \cdot 10^8 \text{ с}$$

Полученные числа можно использовать в конечном уравнении. Важно помнить, что необходимо подставлять молярную массу конкретного нуклида (которую так же можно взять из википедии).

$$m = \frac{59.9338 \text{ г/моль} \times 3.7 \times 10^{10} \text{ с}^{-1} \times 1.6635 \cdot 10^8 \text{ с}}{6.02 \times 10^{23} \text{ моль}^{-1} \times 0.693} = 88.42 \times 10^{-5} \text{ г}$$

$$m \approx 0.9 \text{ мг}$$

Ответ: масса, соответствующая активности 1 Ки кобальта-60, равна 0.9 мг.

3) Вычислить промежуток времени, за который с точностью 70% установится радиоактивное равновесие в системе ${}^{234}\text{U}/{}^{230}\text{Th}$.

Решение:

Для решения этой задачи необходимо воспользоваться формулой

$$t_{min} = \frac{1}{\lambda_Y - \lambda_X} \ln \left(\frac{1}{1 - \alpha} \right)$$

Можно обратить внимание на то, что в данном случае нет необходимости переводить всё в секунды и можно вычислить постоянные распада, выраженные в годах.

Находим из открытых данных информацию о периодах полураспада каждого нуклида:

$$T_{1/2}(^{234}\text{U}) = 2.455(6) \cdot 10^5 \text{ лет} \rightarrow \lambda(^{234}\text{U}) = 2.82 \cdot 10^{-6} \text{ год}^{-1}$$

$$T_{1/2}(^{230}\text{Th}) = 7.538(30) \cdot 10^4 \text{ лет} \rightarrow \lambda(^{230}\text{U}) = 9.20 \cdot 10^{-6} \text{ год}^{-1}$$

Подставляем полученные значения в формулу при $\alpha = 0.7$ и получаем:

$$T_{min} = (6.38 \cdot 10^{-6} \text{ год}^{-1})^{-1} \cdot 1.2 = 0.16 \cdot 10^6 \text{ год} = 160\,000 \text{ лет}$$

Ответ: $t_{min} \approx 160\,000$ лет.

Задачи для самостоятельной работы:

- 1) Среднее время жизни свободного нейтрона составляет 14 мин 38 с. Определить его период полураспада.
- 2) Через сколько периодов полураспада останется не более 5.78% от первоначальной активности?
- 3) Найти период полураспада радона-222, если за 1 час распалось 0.76% первоначального количества атомов.
- 4) За 10 лет распадается 1/5 часть наличного количества ядер радионуклида. Какую долю от начальной составит активность через 30 лет?
- 5) Активность изотопа цезия-137 после выгрузки отработавшего ядерного топлива из реактора составляет $3.7 \cdot 10^{16}$ Бк. Сколько времени надо хранить радиоактивные отходы, чтобы активность этого нуклида упала до величины 1мКи?
- 6) Определить удельные активности препаратов, один из которых содержит плутоний-239, а другой — плутоний-238.

7) Прибор регистрировал в начальный момент времени 15.5 имп/с препарата серебра-108. Сколько ядер серебра-108 распадется за 5 минут, если считать, что прибор регистрирует все акты распада?

8) Дана схема последовательных радиоактивных превращений: $^{238}\text{U} \rightarrow ^{234}\text{Th} \rightarrow ^{234\text{m}}\text{Pa} \rightarrow \dots$. В начальный момент времени число ядер ^{238}U равно 10^{18} , а нуклиды ^{234}Th и $^{234\text{m}}\text{Pa}$ в системе отсутствуют. Чему будет равно число ядер ^{234}Th через 2 месяца и через 4.5 млрд лет?

9) Вычислить активность ниобия-95, накопившегося из очищенного циркония-95 через 100 суток, если исходная активность циркония-95 составляла 100 кБк.

10) В герметичный сосуд объёмом 1 см^3 заключён 1 грамм ^{226}Ra . Чему будет равно давление ^{222}Rn при температуре $40 \text{ }^\circ\text{C}$ при установлении векового равновесия?

2. ГАММА-РАДИОАКТИВНОСТЬ

2.1. Специфика гамма-излучения

Гамма-излучение — излучение фотонов с энергией выше 1 кэВ, которое возникает при переходах ядер из одного состояния в другое, при взаимодействиях и распадах элементарных частиц, а также при отклонении энергичных заряженных частиц в электромагнитных полях (**Рисунок 7**).

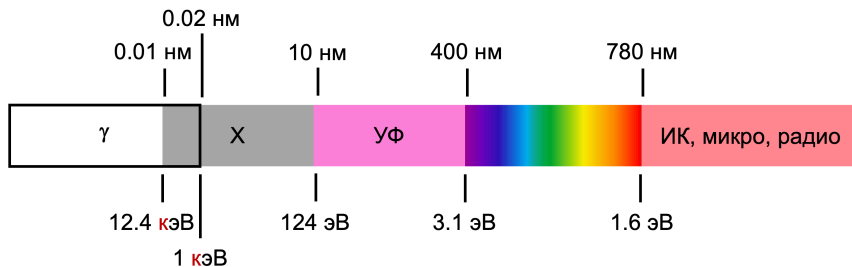


Рисунок 7. Зависимость энергии излучения от его длины волны, а также названия различных диапазонов излучения.

Энергетический диапазон рентгеновского излучения, которое может достигать энергий 100 кэВ и более, и γ -излучения перекрываются в значительной области электромагнитного спектра, однако рентгеновские и γ -фотоны в этой, общей для них, области спектра эквивалентны друг другу, и разница имеется лишь в терминологии. Как правило, подразумевается, что рентгеновское излучение образуется при участии электронов (например, при переходе электрона с орбитали *L*-уровня на вакантную орбиталь *K*-уровня внутри атома), а γ -излучение возникает вследствие ядерных переходов.

Если γ -излучение является следствием ядерных превращений, то типичный энергетический диапазон для излучаемых фотонов составляет от 1 кэВ до 20 МэВ, но верхний предел фактически неограничен — галактическое излучение, возникающее в результате гамма-всплесков, может состоять из фотонов с энергией более 1 ГэВ.

2.2. Виды возникновения гамма-квантов

γ -Излучение может быть следствием трёх основных процессов: (1) ядерных изомерных переходов, (2) взаимодействия или распада элементарных частиц и (3) отклонения траектории движения заряженных частиц в электромагнитных полях. В рамках этого курса относительно подробно рассматривается только первая причина образования γ -квантов, так как именно она имеет непосредственное отношение к радиохимии, однако, для понимания общей картины следует кратко рассмотреть прочие причины их образования.

Синхротронное (магнитотормозное) излучение — это излучение, испускаемое релятивистской заряженной частицей при её рассеянии в электрическом поле (**Рисунок 8**). Интенсивность излучения пропорциональна квадрату ускорения или же обратно пропорциональна квадрату массы отклоняющейся частицы. Вследствие этого γ -излучение возможно получать при отклонении электронов (как наиболее лёгких из стабильных заряженных частиц), а для прочих частиц, имеющих существенно бóльшую массу, этот эффект пренебрежимо мал. При нерелятивистских скоростях отклонение электронов в магнитном поле ядер приводит к испусканию излучения меньших энергий — рентгеновскому излучению. С этим способом получения проникающей радиации сталкивались, вероятно, практически все, так как он используется в медицинских учреждениях для получения рентгеновских снимков.

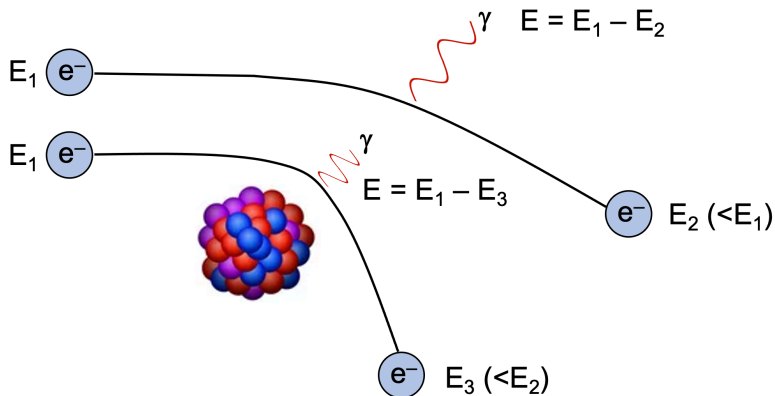
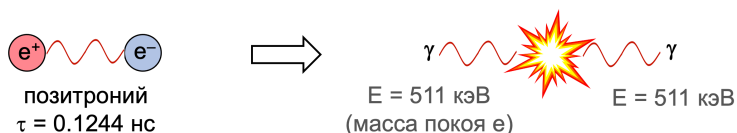


Рисунок 8. Отклонение электрона в электрическом поле положительно заряженного ядра атома.

Взаимодействие и распад элементарных частиц. С точки зрения физики элементарных частиц существует множество гипотетически возможных процессов слияния или распада, приводящих к образованию γ -квантов. Одним из экспериментально обнаруженных процессов распада является распад нейтрального π -мезона, который со временем жизни, равным $8.52 \cdot 10^{-17}$ с, претерпевает превращение в два γ -кванта, каждый из которых имеет энергию 67.488 МэВ (**Рисунок 9**, снизу). Существенно более значимым для химиков процессом образования γ -квантов из элементарных частиц является аннигиляция электрон-позитронной пары, которая приводит к образованию двух фотонов с энергией 0.511 МэВ каждый (**Рисунок 9**, сверху). Этот процесс всегда сопровождается β^+ -распадом, приводящий к испусканию позитрона, который, будучи антиматерией, неизбежно аннигилирует в среде обычной материи. β^+ -Распад обсуждается в третьей главе, а практическое применение электрон-позитронной аннигиляции в современном мире — в последней, десятой, главе этого пособия. Важно отметить, что в каждом из рассмотренных случаев два γ -кванта разлетаются в прямо противоположные стороны вследствие закона сохранения импульса.

Пример взаимодействия: электрон-позитронная аннигиляция



Пример распада: распад нейтрального π -мезона

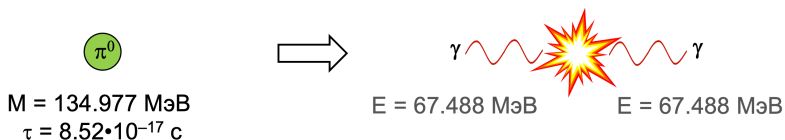


Рисунок 9. Образование пар γ -квантов вследствие аннигиляции электрон-позитронной пары и распада нейтрального π -мезона.

Ядерные изомерные переходы. Для того, чтобы лучше понять суть ядерных переходов, следует первоначально провести краткую аналогию с более привычным для химиков процессом — люминесценцией. Люминесценция — это избыточное над тепловым излучением испускание фотонов возбуждённой молекулой, вследствие перехода электрона с более высокой орбитали на вакантную нижнюю орбиталь. Если переход не сопровождается изменением суммарного спина молекулы, то такой процесс происходит обычно за единицы наносекунд, в то время как при необходимости изменения спина при электронном переходе типичным временем протекания процесса являются десятки микросекунд, вследствие запрещённости такого электронного перехода.

В рамках оболочечной модели ядра, упомянутой в первой главе, нуклоны в ядре последовательно заполняют ядерные оболочки, каждая из которых имеет определённую энергию, по аналогии с тем, как электроны заполняют электронные оболочки вокруг ядра. При поглощении энергии ядром нуклоны в нём способны переходить на возбуждённые уровни, в том числе с изменением спина. Как правило, ядерных уровней очень много и их количество, в целом, увеличивается с увеличением числа нуклонов в ядре: у дейтерия нет возбуждённых состояний, у лития-7 известно 10 ядерных уровней, у свинца-208 — 611 уровней.

Обычные возбуждённые состояния ядер являются ультракороткоживущими, и их времена жизни варьируются в диапазоне 10^{-12} – 10^{-17} с, но в ряде случаев, при сочетании высокой степени запрета с малой энергией γ -перехода, образуются γ -радиоактивные ядра с временами жизни от единиц микросекунд до нескольких часов и больше (вплоть до кинетически стабильных изомеров с периодами полураспада, сравнимыми с возрастом Вселенной). Таким образом, под **ядерной изомерией** понимают явление существования у ядер атомов метастабильных изомерных возбуждённых состояний с временем жизни достаточно большим, для того чтобы такое состояние можно было экспериментально детектировать.

Явление ядерной изомерии впервые было открыто в 1921 году Отто Ганном, на примере ^{234m}Pa , и для обозначения таких состояний используют букву “m”, что является сокращением от “metastable”. Если у нуклида имеется несколько возбуждённых состояний, то по мере

роста относительной энергии таких состояний последовательно используются сокращения $m1$, $m2$ и т.д. Там, где близкие друг другу по энергии оболочечные уровни сильно различаются значениями спинов, можно ожидать так называемые «острова изомерии» (непосредственно перед магическими числами 50, 82 и 126 со стороны меньших Z и N).

Важно понимать, что изомерные состояния не являются тождественными обычным возбуждённым состояниям. Их существование обусловлено тем, что для конкретного изомера вероятность перехода во все нижележащие состояния подавлена правилами запрета по спину и чётности. Фактически, англоязычная терминология, использующая понятие «метастабильное ядро», более точно отображает суть явления, нежели русскоязычная — «изомерное ядро».

Независимо от того, является ли возбуждённое состояние метастабильным или нет, процесс его перехода в основное (или реже более низколежащее возбуждённое) состояние сопровождается испусканием моноэнергетического γ -кванта (**Рисунок 10**).

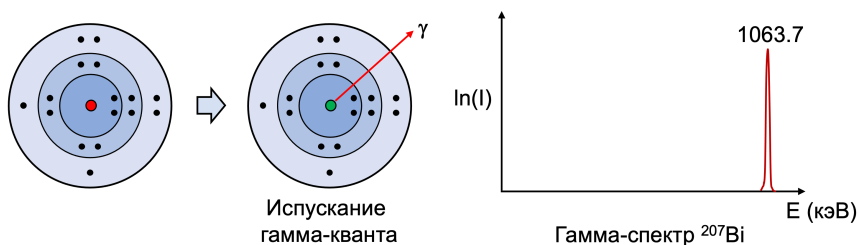


Рисунок 10. Схема испускания γ -кванта и вид типичного гамма-спектра на примере висмута-207.

Внутренняя конверсия — процесс, конкурирующий с испусканием γ -кванта при изомерном переходе и представляющий собой передачу энергии не испускаемому фотону, а одному из электронов атома, претерпевающего такой переход. Как правило, вероятность передачи высвобождаемой энергии тем выше, чем ближе к ядру находится электрон, поэтому обычно конверсионные

электроны покидают атом с K -оболочки и, в меньшей степени, с L -оболочки (**Рисунок 11**). Вероятность испускания конверсионного электрона с иных оболочек очень мала.

Конкуренция процессов внутренней конверсии и испускания γ -кванта количественно характеризуется таким параметром, как **полный коэффициент внутренней конверсии**, являющимся отношением вероятностей испускания конверсионного электрона к вероятности испускания γ -кванта:

$$\alpha = \frac{P_e}{P_\gamma} = \frac{P_e^K}{P_\gamma} + \frac{P_e^L}{P_\gamma} + \dots = \alpha_K + \alpha_L + \dots$$

где индексы K -, L - и т. д. обозначают испускание электрона с соответствующей электронной оболочки.

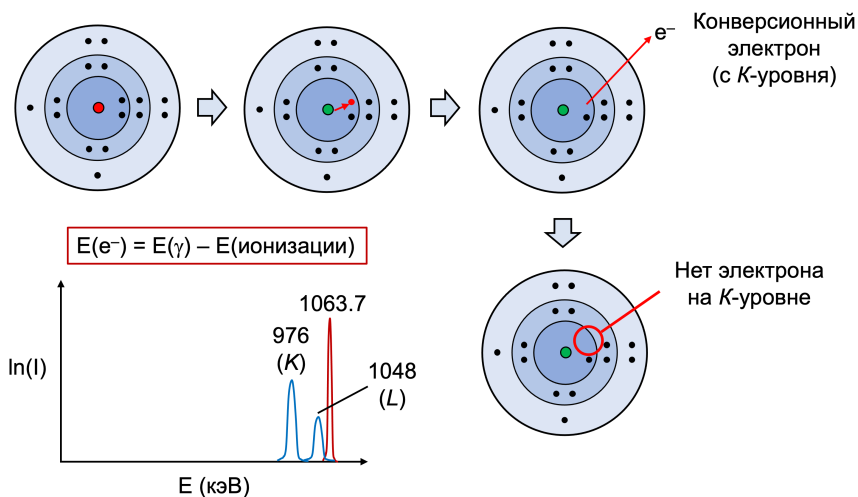


Рисунок 11. Схема образования конверсионного электрона и вид типичного электронного спектра на примере висмута-207. Электронный спектр для наглядности наложен на гамма-спектр.

Конверсионные электроны в рамках каждой отдельной оболочки являются моноэнергетическими, и их энергия всегда меньше, чем у

испускаемого γ -кванта. Это связано с тем, что часть энергии тратится на преодоление потенциала ионизации атома, соответствующего удалению электрона с соответствующей оболочки. Важно отличать этот потенциал ионизации от табличных значений потенциалов ионизации атомов: по умолчанию в таких таблицах приводятся данные для удаления наиболее слабосвязанного электрона с внешней оболочки. Так, например, как видно из графика на **Рисунке 11**, потенциал ионизации висмута-207 равен $1064 - 976$ кэВ = 88 кэВ и $1064 - 1048$ кэВ = 16 кэВ для K - и L -оболочек, соответственно, в то время как табличный потенциал ионизации висмута (с внешней оболочки) равен 7.3 эВ, что на 4 порядка меньше.

Энергия отдачи ядра. В соответствии с законом сохранения импульса ядро, испускающее частицу (в данном случае — γ -квант или конверсионный электрон), испытывает отдачу, которая может превышать энергию химических связей, которые радионуклид образует со своим окружением в молекуле. С точки зрения некоторых прикладных аспектов, вопрос сохранения структуры молекулы при ядерном превращении является важным. Оценить энергию отдачи ядра при испускании γ -кванта возможно по следующей формуле:

$$E_R(\text{Дж}) = \frac{E_\gamma^2}{2m_R c^2} \rightarrow E_R(\text{эВ}) = 536 \frac{E_\gamma^2(\text{МэВ})}{M_R(\frac{\text{Г}}{\text{МОЛЬ}})}$$

из которой следует, что в случае энергий испускаемых γ -квантов существенно менее 1 МэВ и средних масс атомов радионуклидов энергия отдачи ядра недостаточна для разрыва химических связей ($E_{\text{ков.связи}} \sim 1 - 5$ эВ), которыми этот атом соединён с остальной частью молекулы или комплексного иона. Однако, в случае излучателей жёсткого γ -излучения, γ -распад может приводить к разрушению молекулы. Так, например, из формулы следует, что кобальт-60 (излучает γ -кванты с энергией 1.173 МэВ и 1.332 МэВ), будет испытывать отдачу, равную, соответственно, 12.3 эВ и 15.9 эВ, что превышает энергию химических связей.

При испускании конверсионного электрона вопрос о сохранении структуры молекулы или многоатомного иона, содержащего радионуклид, как правило, не стоит, так как образование электронной вакансии на одном из внутренних электронных слоёв атома приводит к целой серии процессов, приводящих к перестройке электронных оболочек радионуклида, затрагивающих в конечном итоге и

химически активную внешнюю оболочку, что приводит либо к полному разрушению химических связей с радионуклидом, либо к химической перестройке самой частицы.

Вторичные процессы при испускании конверсионного электрона.⁵ Образованная вакансия на одной из внутренних оболочек атома быстро заполняется электронами с верхних слоёв, стремящихся занять более низкоэнергетическую орбиталь (**Рисунок 12**).

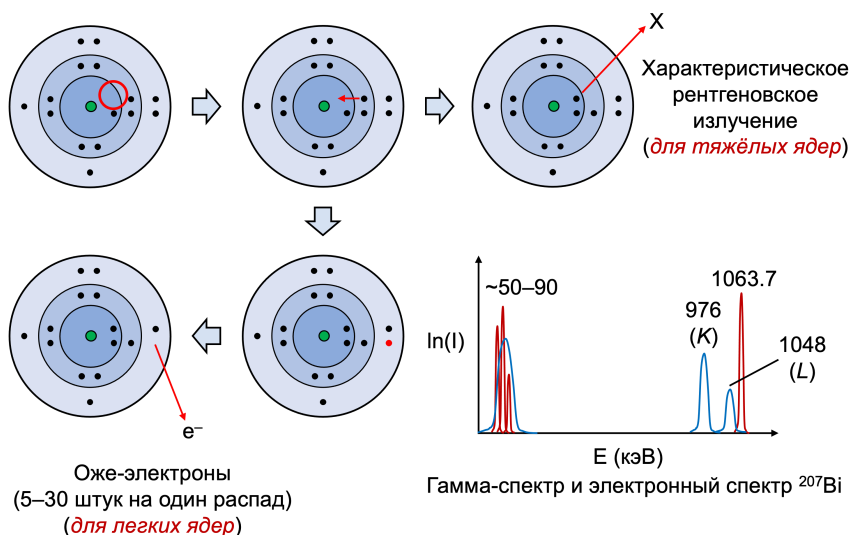


Рисунок 12. Схема образования конверсионного электрона и вид типичного электронного спектра (синий) на примере висмута-207. Электронный спектр для наглядности наложен на гамма-спектр (красный).

При переходе электрона с верхней оболочки на нижнюю образуется избыточная энергия, которую уносит из системы либо фотон с энергией, равной разнице энергий между двумя

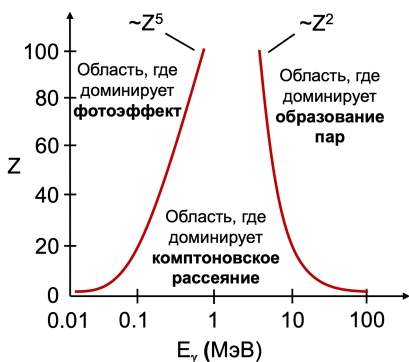
⁵ Строго говоря, описываемые в подразделе эффекты являются не только следствием испускания конверсионного электрона, а следствием всего многообразия процессов, приводящих к возникновению вакансии в электронной оболочке атома.

электронными оболочками (десятки кэВ), либо иной электрон, который покидает систему. Оба процесса конкурируют друг с другом и обычно наблюдаются одновременно, однако первый процесс — **характеристическое рентгеновское излучение** — более выражен для тяжёлых ядер, а испускание серии электронов, называемых **Оже-электронами**, более выражено для лёгких ядер. Каждый из вариантов развития системы является каскадным процессом, так как электронная вакансия лишь перемещается от внутренних слоёв к внешним, но никуда не исчезает до тех пор, пока система не поглотит недостающий электрон извне. Несмотря на то, что для легких ядер Оже-процесс преобладает над испусканием характеристического излучения, для них не характерна глубокая ионизация атома из-за относительно небольшого количества электронных оболочек, в то время как в случае тяжелых ядер, таких как ^{195m}Pt , ^{201}Tl и др., наблюдается испускание большого количества Оже-электронов (30 и более).

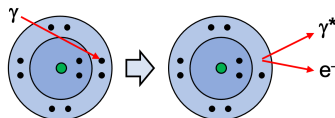
Каждый из типов релаксации системы с вакансией на внутреннем электронном уровне имеет прикладное значение в современной науке: на основе эмиссии Оже-электронов разрабатываются перспективные методы радиоизотопной терапии заболеваний, в то время как характеристическое рентгеновское излучение получило относительно широкое распространение в аналитической химии материалов: на этом явлении основан рентгенофлуоресцентный анализ (РФА; не путать с рентгенофазовым анализом, имеющим в русском языке такую же аббревиатуру) и дисперсионная рентгеновская спектроскопия. Суть этих методов сводится к тому, что поверхность твёрдого материала возбуждается пучком фотонов или электронов с энергией от единиц до сотен кэВ. Поглощение этой энергии приводит к эмиссии электрона с одного из внутренних электронных уровней с последующей серией внутриатомных электронных переходов, сопровождаемых испусканием фотонов с дискретной энергией, *характерной* для каждого отдельного элемента. Таким образом, эти методы являются разновидностью элементного анализа.

2.3. Взаимодействие гамма-квантов с веществом

Основные типы взаимодействия. Когда вещество поглощает фотон низкой энергии, это приводит к электронным (УФ-Вид) или колебательным (ИК) переходам в молекулах, после чего энергия рассеивается в виде тепла или эмиссии более низкоэнергетичных фотонов (люминесценция). Однако фотоны высоких энергий взаимодействуют с веществом иначе, и возможны три основных способа их взаимодействия: **фотоэффект**, **комptonовское рассеяние** или **образование электрон-позитронных пар** (Рисунок 13).

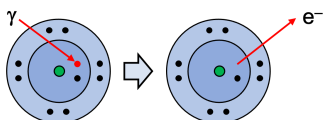


Комptonовское рассеяние:



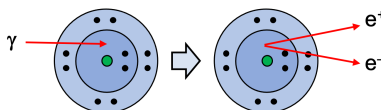
Распределение энергии случайно: непрерывные спектры γ^* и e^-

Фотоэффект:



Спектр энергии фотоэлектронов дискретен

Образование пар:



Энергия распределяется равномерно: $(E_\gamma - 1.022 \text{ МэВ})/2$

Рисунок 13. Наиболее распространённые виды взаимодействия высокоэнергетичных фотонов с веществом.

Фотоэффект представляет собой неупругое рассеяние γ -квантов, которое типично для фотонов с энергией 0.01–0.1 МэВ. Данный процесс предполагает полное поглощение фотона одним из электронов атомной оболочки. Получив дополнительную энергию,

такой электрон покидает электронную оболочку. Величину энергии вылетевшего электрона можно рассчитать как разность поглощённой энергии и энергии ионизации атома (с той оболочки, которую покидает электрон). Такой электрон называется **фотоэлектроном**. Образовавшийся ион с вакансией на одной из внутренних оболочек претерпевает ту же серию превращений, что и ион, образовавшаяся из радионуклида при испускании конверсионного электрона — избыточная энергия излучается в виде характеристического рентгеновского излучения и/или Оже электронов.

В отсутствие ядра, то есть на свободных электронах, фотоэффект невозможен ввиду нарушения закона сохранения импульса. Вероятность фотоэффекта зависит от энергии γ -кванта и зарядового числа Z атома. Чем сильнее связь электрона с ядром, тем выше вероятность фотоэффекта. Поэтому этот эффект наиболее выражен для тяжёлых атомов (**Рисунок 13**).

Комптоновское рассеяние обычно является доминирующим процессом взаимодействия с веществом для фотонов с энергией 0.1–5 МэВ и представляет собой процесс рассеяния γ -квантов на свободных электронах вещества и на электронах внешней оболочки атома, в результате чего образуется новый γ -квант меньшей энергии, а часть энергии фотона передаётся электрону, в результате чего происходит ионизация атома (**Рисунок 13**).

В большинстве поглотителей комптоновское рассеяние — основной процесс взаимодействия фотонов средних и высоких энергий, а при небольших Z — и для γ -квантов невысоких энергий.

Образование электрон-позитронной пары — это процесс взаимодействия высокоэнергетического γ -кванта с электромагнитным полем ядер, приводящий к исчезновению кванта и образованию пары электрона и позитрона. Для реализации этого процесса необходимо наличие ядра (иногда — электрона) — так как процесс образования пар может происходить лишь в кулоновском поле частицы, получающей часть энергии и импульса (из-за нарушения закона сохранения импульса рождение пары невозможно в вакууме). Так как процесс сопровождается рождением двух частиц с ненулевой массой покоя (511 кэВ), то нижним пределом энергии фотона является удвоенная масса покоя электрона — 1.022 МэВ, хотя на практике этот механизм взаимодействия с веществом играет доминирующую роль лишь при энергиях фотонов более 5 МэВ. Если энергия γ -кванта

превышает минимальный порог, то избыток превращается в кинетическую энергию электрона и позитрона, которая распределяется между ними поровну.

Кроме этих механизмов взаимодействий γ -излучения с веществом существуют также ядерный фотоэффект, деление ядер и когерентное рассеяние на электронах, но они практически незначимы для ослабления потока γ -квантов вплоть до энергий порядка 10 МэВ.

Закон ослабления излучения в веществе. Несмотря на то, что механизм взаимодействия высокоэнергетичных фотонов с веществом отличается от механизма взаимодействия фотонов с низкой энергией, закон ослабления γ -излучения в веществе аналогичен закону Бугера-Ламберта-Бера и описывается уравнением:

$$I = I_0 e^{-\mu_l l}$$

где μ_l — линейный коэффициент ослабления (см^{-1}), а l — толщина поглотителя (см), или уравнением:

$$I = I_0 e^{-\mu d}$$

где μ — массовый коэффициент поглощения ($\text{см}^2/\text{г}$), а d — толщина слоя поглотителя ($\text{г}/\text{см}^2$). Физический смысл массового коэффициента поглощения соответствует массе продольного среза поглотителя площадью 1 см^2 , ослабляющего излучение в e раз. Он не зависит от плотности вещества и количественно определяет вероятность взаимодействия γ -квантов с конкретным химическим элементом, вне зависимости от фазового состояния вещества. Чем больше атомный номер Z поглотителя, тем эффективнее он ослабляет γ -излучение: так, свинец более эффективен в целях защиты от γ -излучения, чем, например, сталь, алюминий, песок или слой воды той же толщины (**Рисунок 14**).

Полный коэффициент ослабления. Все три процесса взаимодействия излучения с веществом вносят вклад в полный коэффициент ослабления. Каждый из процессов происходит независимо от других. Относительный вклад каждого взаимодействия зависит от энергии γ -кванта и зарядового числа поглотителя: $\mu = \mu_{\text{ф.э.}} + \mu_{\text{к.р.}} + \mu_{\text{о.п.}}$, где $\mu_{\text{ф.э.}}$, $\mu_{\text{к.р.}}$, $\mu_{\text{о.п.}}$ — массовые коэффициенты ослабления, обусловленные соответственно, фотоэффектом, комптоновским рассеянием, образованием электрон-позитронных пар.

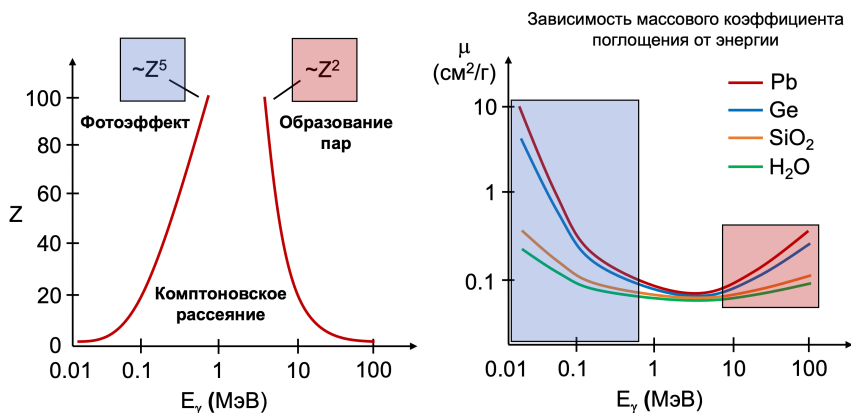


Рисунок 14. Взаимодействие γ -квантов с веществом и зависимость массового коэффициента поглощения от природы материала.

В случае малых энергий фотоны в основном поглощаются за счет фотоэффекта, для средних энергий преобладает комптоновское рассеяние, а для высоких энергий — процесс образования пар (**Рисунок 14**). Минимум на графиках связан с убыванием вероятности фотоэффекта на средних энергиях и ростом вероятности образования электрон-позитронных пар на больших энергиях. Так, в области низких энергий для всех элементов (кроме H) возникает резкий подъем — преобладающим процессом взаимодействия является фотоэффект. В области энергий 0.2–2 МэВ наблюдается снижение значений μ , что определяет область, в которой доминирует комптоновское рассеяние (рассеяние — это не поглощение!). При энергиях более 2 МэВ для тяжелых элементов становится существенным процесс образования пар. Для легких элементов преобладание этого эффекта отодвигается в сторону больших энергий: 10 МэВ для железа и 15 МэВ для алюминия.

Толщина половинного ослабления $\Delta_{1/2}$ — величина, введённая для характеристики проникающей способности γ -излучения. Это толщина поглотителя, ослабляющая поток излучения в 2 раза:

$$\Delta_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}$$

2.4. Задачи

Семинар 3. Изомерные переходы ядер и защита от γ -излучения.

Примеры решения:

1) Массовое число ядра радиоактивного атома, входящего в состав химического соединения, равно 100. Ядро претерпевает переход из возбужденного состояния в основное, испуская γ -квант с энергией 100 кэВ. Нарушится ли при этом связь радиоактивного атома с его химическим окружением?

Решение:

Для решения задачи используем формулу:

$$E_R(\text{эВ}) = 536 \frac{E_\gamma^2(\text{МэВ})}{M_R \left(\frac{\text{г}}{\text{моль}} \right)}$$

Подставляя в неё данные в задаче числа в соответствующих размерностях, получаем значение энергии отдачи ядра $E_R = 0.0536$ эВ, что эквивалентно 5.2 кДж моль $^{-1}$. Это значение существенно меньше энергии типичной ковалентной связи и сравнимо с энергией ван-дер-ваальсовых взаимодействий

Ответ: нет, не нарушится.

2) При внутренней конверсии γ -кванта электроны конверсии обладают энергией 38 кэВ. Определить энергию γ -кванта, если величина потенциала ионизации K -оболочки составляет 19 кэВ.

Решение:

При внутренней конверсии энергия конверсионного электрона рассчитывается как разность между энергией возбуждения ядра (энергией изомерного перехода) и энергией связи электрона на соответствующей оболочке атома $E_{\text{и.п.}} = E_e + E_K$. Энергия испускаемого γ -кванта равна энергии изомерного перехода. Соответственно, энергия γ -кванта будет суммой величин потенциала ионизации K -оболочки и энергии электрона конверсии.

Ответ: $E_\gamma = 57$ кэВ.

3) Узкий поток γ -излучения проходит через свинцовый экран толщиной 1 см. Рассчитать долю излучения, которая не поглотится экраном, если линейный коэффициент ослабления гамма-излучения в данных условиях равен 0.5 см^{-1} ?

Решение:

По сути, задача сводится к тому, чтобы найти, во сколько раз интенсивность излучения после прохождения через слой свинца будет меньше интенсивности первоначального пучка.

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu l}$$

μ – линейный коэффициент ослабления (см^{-1}), l – толщина поглотителя. Подставляя значения в формулу, получаем $I = 0.6I_0$, то есть доля излучения, прошедшего через поглотитель, составляет 60% от первоначальной интенсивности пучка.

Ответ: $I = 0.6I_0$, (60%).

Задачи для самостоятельной работы:

- 1) Какой наименьшей энергией должен обладать γ -квант, чтобы в результате его взаимодействия с веществом образовалась электрон-позитронная пара?
- 2) Как влияет заряд ядер вещества на абсолютную вероятность поглощения γ -квантов и на относительный вклад отдельных процессов взаимодействия γ -квантов с веществом?
- 3) Ядро кадмия-108 испытывает γ -переход с возбуждённого уровня, испуская γ -квант с энергией, равной 0.62 МэВ. Вычислить энергию отдачи ядра.
- 4) Во сколько раз энергия отдачи атома индия при его образовании из $^{114\text{m1}}\text{In}$ будет меньше, чем при его образовании из $^{109\text{m1}}\text{In}$?
- 5) Гамма-детектор регистрирует 7483 импульса в секунду от источника, содержащего $^{44\text{m2}}\text{Sc}$. Каково количество атомов метастабильного скандия в образце, если эффективность детектора

равна 1.5%? Через какое время абсолютная активность образца снизится до 1 кБк?

6) Радиоактивный источник, испускающий γ -кванты с энергией 1.5 МэВ, помещен в железный контейнер, ослабляющий интенсивность γ -квантов в 10^6 раз. Чему равна толщина стенок контейнера, если массовый коэффициент поглощения $\mu = 0.0484 \text{ см}^2/\text{г}$ для энергии фотонов $E_\gamma = 1.5 \text{ МэВ}$.

7) На свинцовую пластину падает поток γ -квантов с энергией 1 МэВ. После прохождения пластины интенсивность потока уменьшается на 10%. Определить слой половинного ослабления, толщину пластины и массовый коэффициент ослабления свинца для такого потока γ -квантов, если плотность свинца равна 11.3 г см^{-3} , а его линейный коэффициент ослабления излучения с энергией 1 МэВ равен 0.789 см^{-1} .

8) Радиоактивный источник демонстрирует в гамма-спектре две полосы с энергиями $E_1 = 170 \text{ кэВ}$ и $E_2 = 450 \text{ кэВ}$. Интенсивность обеих линий одинакова. Подсчитать отношение интенсивностей γ -линий после прохождения поглотителя из свинца толщиной 11 мм. Линейный коэффициент ослабления γ -излучения свинцом равен 20 см^{-1} для $E_1 = 170 \text{ кэВ}$ и 2.5 см^{-1} для $E_2 = 450 \text{ кэВ}$.

9) В алюминиевый контейнер помещён источник γ -излучения с энергией 10 кэВ. Массовый коэффициент поглощения алюминия для пучка такой энергии равен $24.3 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$. Рассчитать толщину стенок контейнера с таким условием, чтобы при прохождении через них интенсивность потока излучения снижалась не более, чем на 1%.

3. БЕТА-РАДИОАКТИВНОСТЬ

3.1. Фундаментальные аспекты бета-распада

β -Распад представляет собой превращение ядра с изменением зарядового числа на единицу с сохранением общего числа нуклонов. Этот вид распада реализуется путём трансформации одного нуклона в другой и является наиболее распространённым процессом, приводящим к изменению состава ядра (**Рисунок 15**). Под β -превращениями понимают три самостоятельных самопроизвольных процесса:

- **β^- -распад** (электронный) — превращение ядра, реализующееся путём трансформации нейтрона в протон, электрон и электронное антинейтрино;
- **β^+ -распад** (позитронный) — превращение ядра, реализующееся путём трансформации протона в нейтрон, позитрон и электронное нейтрино;
- **электронный захват** (**Рисунок 16**) — превращение ядра, реализующееся путём захвата ядром орбитального электрона (как правило, с *K*-оболочки) и превращением пары протона и электрона в нейтрон и электронное нейтрино.

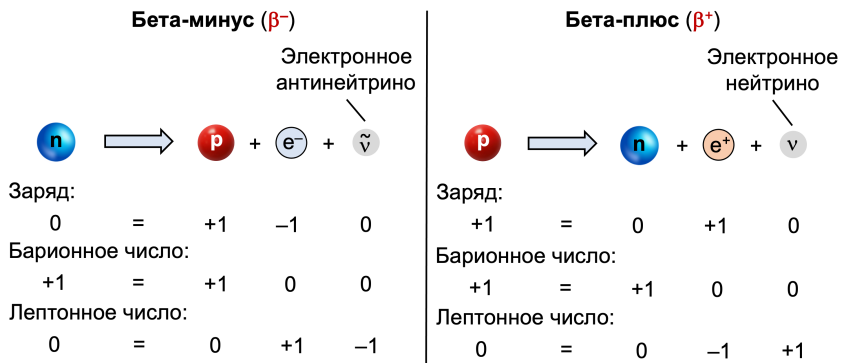


Рисунок 15. Схемы β^- -распада и β^+ -распада.

Испускание (анти)нейтрино обусловлено необходимостью сохранения лептонного числа в процессе ядерного превращения. Так, в случае β^- -распада в системе появляется новый электрон, являющийся лептоном, поэтому вместе с ним появляется нейтральная (для сохранения общего заряда в системе) античастица соответствующего лептона — электронное антинейтрино. В случае β^+ -распада всё происходит по аналогии: в системе образуется античастица электрона — позитрон — что приводит к необходимости образования незаряженного лептона, то есть электронного нейтрино.

Нейтрино крайне слабо взаимодействуют с веществом и обладают пренебрежимо малой массой, измеряемой долями электрон-вольта в энергетическом эквиваленте. В большинстве случаев его образованием с точки зрения радиохимии можно пренебречь, однако факт его образования важен для понимания распределения излучаемых электронов/позитронов по энергии, что обсуждается ниже.

В отличие от β^- -распада, при котором нейтрон превращается в протон и электрон, имеющие суммарную массу меньше массы нейтрона, при β^+ -распаде превращение происходит с увеличением суммарной массы системы (протон имеет массу меньше массы нейтрона и позитрона), вследствие чего этот вид распада имеет ограничение по минимальной разнице в энергии связи ядра между материнским и дочерним нуклидами, равную 511 кэВ (масса позитрона, уходящего из системы). Это обстоятельство приводит к двум следствиям: **(1)** вне ядра β^+ -распад запрещён, а β^- -распад разрешён, что подтверждается тем, что свободный протон стабилен, а свободный нейтрон — нет; **(2)** при недостаточной разнице в энергии связи ядра между материнским и дочерним изотопом β^+ -распад термодинамически запрещён. В этом случае превращение протона в нейтрон в составе ядра возможно только путём электронного захвата, который, в общем случае, всегда конкурирует с β^+ -распадом (**Рисунок 16**).

Так, например, нуклиды ^{71}Ge и ^{71}Ga имеют разницу масс ядер, равную 233 кэВ, чего недостаточно для протекания β^+ -распада ^{71}Ge . Поэтому данный изотоп германия претерпевает электронный распад со 100%-ной вероятностью. В то же время разница масс ^{22}Na и ^{22}Ne составляет 2.84 МэВ, что приводит к тому, что ^{22}Na претерпевает превращение в ^{22}Ne по двум путям — β^+ -распаду (90.6%) и электронному захвату (9.4%). В общем случае при увеличении массы

нуклида, претерпевающего превращение протона в нейтрон, вероятность электронного захвата растёт, а β^+ -распада падает. Это обусловлено тем, что увеличение заряда ядра приводит к приближению электронных оболочек атома к ядру и, таким образом, увеличению вероятности нахождения орбитального электрона рядом с ядром. В тяжелых ядрах с $A > 234$ позитронный распад практически полностью подавлен.

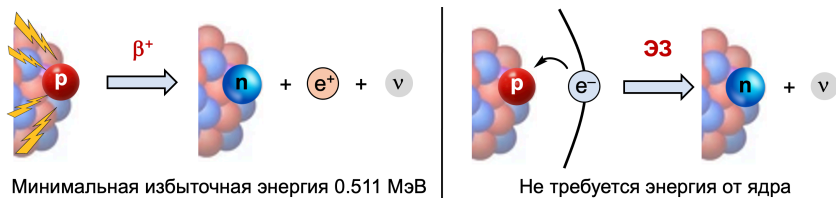


Рисунок 16. Схема β^+ -распада и электронного захвата.

Теоретические расчёты предсказывают возможность реализации ещё четырёх экзотических видов β -превращений: двойной β^- -распад, двойной β^+ -распад, двойной электронный захват, и захват электрона с эмиссией позитрона. Среди них экспериментально наблюдался только двойной β^- -распад. В частности, двойной β^- -распад был экспериментально зарегистрирован для 10 нуклидов: ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{128}Te , ^{130}Te , ^{136}Xe , ^{150}Nd , ^{238}U . Остальные виды двойного β -распада предсказаны только теоретически.

Предпосылки реализации β -распада. Любой из видов β -превращений не приводит к изменению общего числа нуклонов в ядре и, таким образом, в рамках этого вида распада генетически связанными являются совокупности **изобаров**. Если обратиться к диаграмме, отображающей зависимость удельной энергии связи ядра от массы ядра (**Рисунок 17**, слева), то можно заметить, что такая диаграмма, в более общем случае, является срезом (для наиболее устойчивых изотопов) двумерной поверхности в трёхмерном пространстве (**Рисунок 17**, справа), охватывающей все возможные вариации количества протонов и нейтронов в ядре.

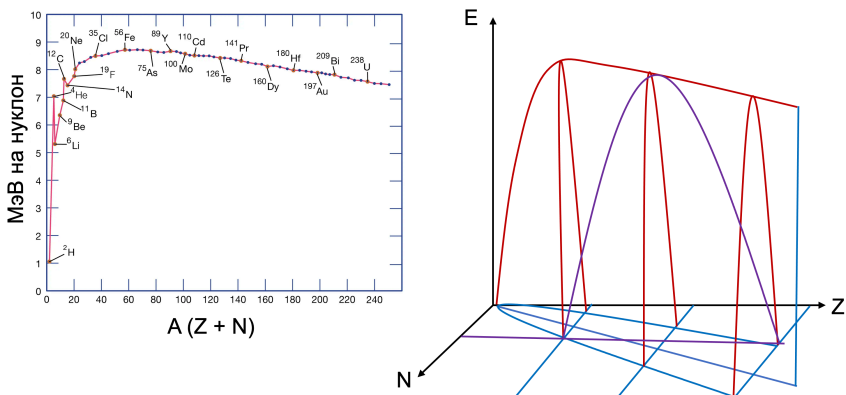


Рисунок 17. Зависимость удельной энергии связи ядра от числа протонов и нейтронов.

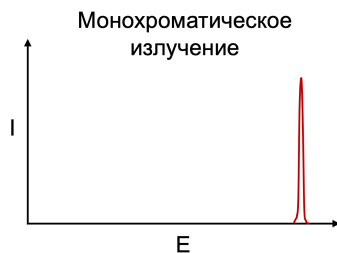
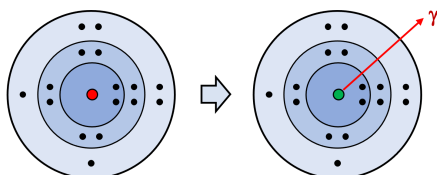
Несложно заметить, что в пределах любой серии изобаров есть только один, отвечающий наибольшей удельной энергии связи ядра, в то время как все остальные изобары обладают меньшей энергией. Так как в природе замкнутые системы самопроизвольно претерпевают изменения, сопровождаемые уменьшением общей энергии системы, то любой нуклид, имеющий «неоптимальное» соотношение протонов и нейтронов, будет претерпевать β -превращения до тех пор, пока не образует изобар с наибольшей удельной энергией связи ядра. Протоноизбыточные ядра будут претерпевать β^+ -распад и/или электронный захват с целью уменьшения числа протонов и увеличения числа нейтронов в ядре, а нейтроноизбыточные ядра будут претерпевать β^- -распад с целью уменьшения числа нейтронов и увеличения числа протонов в ядре. Самопроизвольное испускание протонов протоноизбыточными ядрами и нейтронов нейтроноизбыточными ядрами, как правило, запрещено как термодинамически, так и кинетически, вследствие того что нуклоны удерживают в ядре ядерные силы. В свою очередь, любой из видов β -превращений кинетически разрешён, так как испускаемые частицы являются лептонами, на которые ядерные силы не действуют. Тем не менее, важно заметить, что сама природа β -распада приводит к тому, что этот процесс имеет ограничение по максимальной скорости протекания. Это сказывается на том, что период полураспада нуклида, претерпевающего β -распад, как правило, не может быть

менее единиц миллисекунд. Это отличает β -превращения от других типов распада, которые, в общем случае, не имеют ограничения по скорости протекания.

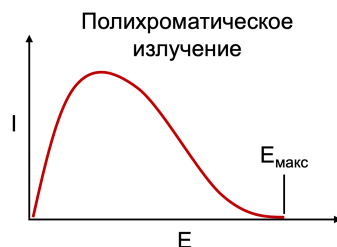
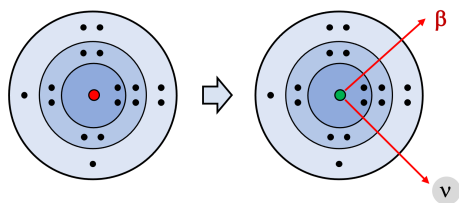
3.2. Энергия бета-частиц

Спектры β -излучения. Так же, как и γ -распад, β -распад происходит между дискретными состояниями начального и конечного ядер. При этом спектры β -частиц **непрерывные (Рисунок 18)**. Это обусловлено тем, что помимо дочернего ядра и электрона/позитрона в процессе β -распада образуется третья частица — (анти)нейтрино, которому передаётся случайная часть энергии β -частицы. Суммарная энергия электрона и антинейтрино, так же как и позитрона с нейтрино, является дискретной величиной, но вследствие того что нейтрино почти не взаимодействует с веществом, часть энергии β -распада безвозвратно покидает систему, что и приводит к регистрации сплошного спектра энергии регистрируемых электронов или позитронов.

Испускание гамма-кванта:



Испускание бета-частицы:



Энергия распределяется случайным образом

Рисунок 18. Спектры γ -излучения и β -излучения.

Спектр позитронов по внешнему виду не отличается от спектра β^- -частиц, но смещён в сторону больших энергий: кулоновское отталкивание позитронов от положительно заряженного ядра приводит к ускорению этих частиц, а электроны испытывают притяжение к ядру, вследствие чего теряют часть энергии.

Эффекты отдачи при β -превращениях. При β^- -распаде и β^+ -распаде спектр непрерывен, поэтому энергия отдачи, получаемая ядром при каждом акте распада, не имеет точно определённого значения. Величина энергии отдачи ядра в каждом конкретном случае распада зависит не только от энергий излучаемых частиц, но и от угла между векторами импульсов обеих частиц:

$$E_R = \frac{536}{M} (E_\beta^2 + 1.02E_\beta + E_\nu^2 + 2E_\nu \cos\theta \sqrt{E_\beta^2 + 1.02E_\beta})$$

где E_R — энергия отдачи дочернего ядра, эВ; E_β — энергия электрона или позитрона, МэВ; E_ν — энергия антинейтрино или нейтрино, соответственно, МэВ; θ — угол между направлениями вылета частиц; M — масса дочернего нуклида, а.е.м.

Это уравнение справедливо для следующих условий:
 (1) β -излучатель не должен входить в состав химических соединений,
 (2) в ядре должен осуществляться простой β -распад.

В зависимости от значения угла между векторами импульсов частиц формула будет упрощаться:

При $\theta = 0^\circ$

$$E_R = \frac{536}{M} (\sqrt{E_\beta^2 + 1.02E_\beta + E_\nu^2})^2$$

При $\theta = 180^\circ$

$$E_R = \frac{536}{M} (\sqrt{E_\beta^2 + 1.02E_\beta - E_\nu^2})^2$$

Максимальная энергия отдачи дочернего ядра представляет интерес в практическом аспекте, поскольку именно этот параметр позволяет прогнозировать возможность разрушения молекулы, в состав которой входит β -излучатель. Поскольку дочернее ядро получает максимально возможную энергию отдачи при нулевой

энергии антинейтрино, то для вычисления удобно использовать выражение:

$$E_{\text{отд.макс.}} = 536 \frac{E_{\beta\text{макс}}}{M} (E_{\beta\text{макс}} + 1.02)$$

Захват электрона ядром всегда сопровождается испусканием нейтрино, обладающим импульсом и энергией. Следовательно, в соответствии с законом сохранения импульса, дочернее ядро, образовавшееся в результате захвата электрона, должно испытывать отдачу. Величину энергии отдачи при электронном захвате вычисляют по формуле:

$$E_R = \frac{536}{M} E_{\nu}^2$$

3.3. Взаимодействие бета-излучения с веществом

Особенности движения β -частиц в веществе. β -Частицы движутся в окружающей среде по очень сложным непрямолинейным траекториям, проходя при этом расстояние, в 1.5–4 раза превышающее толщину поглощающего слоя (**Рисунок 19**). Так как их траектория нелинейна, использование единиц длины (мм, см) для оценки пробега электронов/позитронов в веществе нецелесообразно. Вместо этого на практике пробег β -частиц обычно оценивают в единицах поверхностной плотности вещества ($\text{г}/\text{см}^2$).

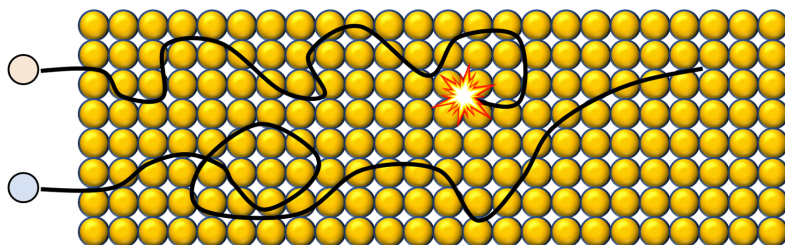


Рисунок 19. Траектории движения позитронов (красный круг) и электронов (синий круг) в веществе.

Закон поглощения β -излучения веществом. Если рассмотреть источник β -излучения с начальной интенсивностью излучения N_0 и поместить на пути β -частиц поглотитель с возрастающей поверхностной плотностью d (что эквивалентно увеличению толщины), то возможно наблюдать уменьшение интенсивности потока β -частиц при прохождении через такой поглотитель:

$$N \approx N_0 e^{-\mu_d d}$$

$$N \approx N_0 e^{-\mu_l l}$$

$$\mu_d = \frac{\mu_l}{\rho}$$

где N — число частиц, прошедших вещество поглотителя и зарегистрированных на выходе; μ_d — массовый коэффициент поглощения ($\text{см}^2/\text{г}$); d — поверхностная плотность поглотителя ($\text{г}/\text{см}^2$); μ_l — линейный коэффициент поглощения (см^{-1}); l — толщина поглотителя (см), ρ — плотность вещества ($\text{г}/\text{см}^3$).

Для характеристики пробега в веществе β -частиц с данной максимальной энергией используют два параметра: **слой полного поглощения ($R_{\text{макс.}}$)** и **слой половинного поглощения ($d_{1/2}$)**.

Слой полного поглощения или максимальный пробег β -частиц ($R_{\text{макс.}}$) — это минимальная толщина поглотителя, преодолев которую пучок β -частиц полностью теряет исходную интенсивность. Примеры эмпирических выражений для оценки величины слоя полного поглощения β -частиц определенных энергий в конкретном веществе:

$$E_\beta = 1.92 R_{\text{макс.}}^{0.725} \text{ при } 0.15 \text{ МэВ} < E_{\beta\text{макс.}} < 0.8 \text{ МэВ}$$

$$E_\beta = 1.85 R_{\text{макс.}} \text{ при } E_{\beta\text{макс.}} > 0.8 \text{ МэВ}$$

Экспоненциальный закон хорошо совпадает с экспериментальными данными только в области средних значений толщины поглотителя.

Слой половинного поглощения ($d_{1/2}$) — это минимальная толщина поглотителя, после преодоления которой исходная интенсивность пучка β -частиц снижается вдвое: $d_{1/2} \approx \frac{\ln 2}{\mu_d}$ или $d_{1/2} \approx \frac{\ln 2}{\mu_l}$.

Соотношение ионизационных и радиационных потерь энергии. Полные потери энергии β -частицами в окружающей среде складываются из ионизационных и радиационных потерь: потери энергии на тормозное излучение пропорциональны Z^2 и увеличиваются с энергией частицы линейно; потери на возбуждение и ионизацию пропорциональны Z и увеличиваются с энергией логарифмически. При больших энергиях электронов преобладают потери энергии на излучение, а при малых энергиях возрастает роль ионизации и возбуждения (**Рисунок 20**).

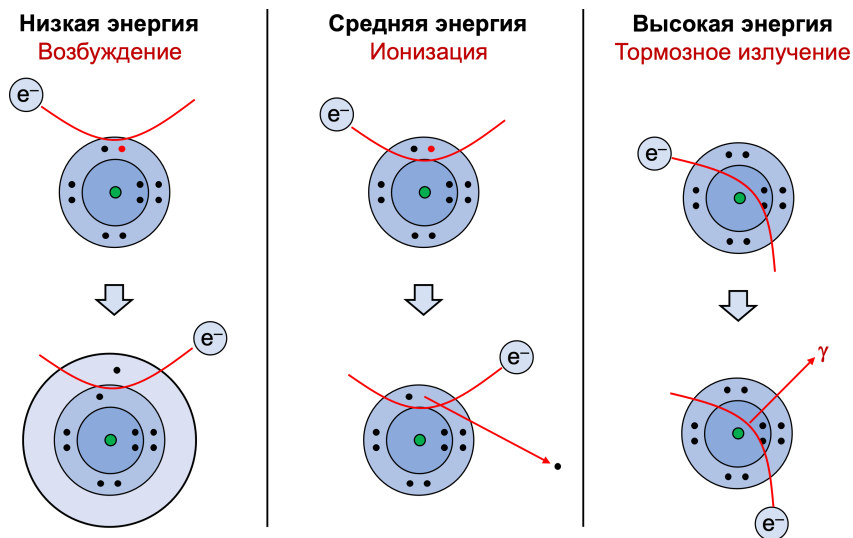


Рисунок 20. Типы взаимодействия β -частиц с веществом в зависимости от энергии.

Энергия β -частиц, при которой потери на излучение становятся равными потерям на ионизацию, называется **критической**, и приближённо может быть вычислена по формуле: $E_{кр.} \approx \frac{800}{Z}$ (МэВ).

При больших энергиях β -частиц становится возможен иной путь возникновения радиационных потерь энергии — **Черенковское излучение**, представляющее собой ударную волну из фотонов,

созданную заряженной частицей, движущейся быстрее скорости света. Известно, что материальные объекты не могут двигаться быстрее скорости света в вакууме, однако, скорость света не в вакууме может существенно снижаться относительно максимальной: $c_{\text{среда}} = \frac{c_{\text{вакуум}}}{n}$, где n — абсолютный показатель преломления света. В воде, в частности, скорость света равна $2.256 \cdot 10^8$ м/с, поэтому любая частица, движущаяся быстрее этой скорости в воде, будет терять часть энергии на Черенковское излучение.

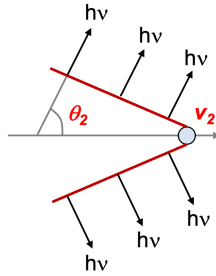
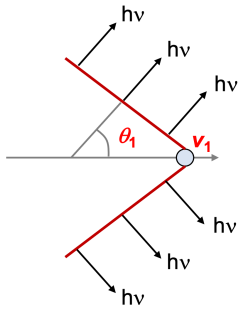
Для вычисления минимальной энергии электронов или позитронов, способных в воде создавать Черенковское излучение, можно воспользоваться уравнением из релятивистской механики:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - mc^2$$

где E — энергия электрона или позитрона; m — масса частицы; v — скорость частицы; c — скорость света в вакууме. Приравняв скорость электронов скорости света в воде: $v = \frac{c_{\text{вакуум}}}{n}$, получаем значение минимальной энергии β -частиц:

$$E_{\text{мин.}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{c^2}{n^2 c^2}}} - mc^2 = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} - 1 \right) = 0.265 \text{ МэВ.}$$

Несмотря на то, что потери энергии на Черенковское излучение невелики, на основе этого явления основан метод вычисления скорости (и, соответственно, энергии) высокоэнергетических электронов, что применяется в том числе в нейтринных детекторах: нейтрино с очень малой вероятностью способно выбивать электрон из атома водорода, при пролёте сквозь среду (**Рисунок 21**). Выбитый электрон, двигаясь с релятивистской скоростью, излучает фотоны, и на основе измерения угла их расхождения в среде становится возможным рассчитать энергию этого электрона.



Измеряется угол между расходящимися пучками фотонов; из угла вычисляется скорость:

$$\cos(\theta) = \frac{c}{nv}$$

Детекторы нейтрино:

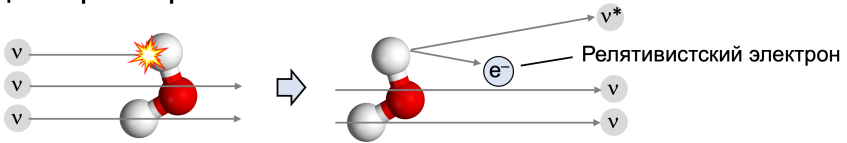


Рисунок 21. Анализ Черенковского излучения для определения энергии высокоэнергетических β -частиц.

3.4. Задачи

Семинар 4. β -Радиоактивность.

Примеры решения:

1) Вычислить максимальную энергию отдачи свободного ядра ${}^3\text{He}$, возникающего после β^- -распада ${}^3\text{H}$.

Решение:

Сначала необходимо вычислить максимальную энергию излучаемых электронов, которая равна энергии ядерного превращения ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}$: $E = 18.6$ кэВ.

Затем используем формулу:

$$E_{\text{отд. макс.}} = 536 \frac{E_{\beta \text{ макс.}}}{M} (E_{\beta \text{ макс.}} + 1.022)$$

из которой следует, что максимальная энергия отдачи ядра гелия будет равняться:

$$E_{\text{отд.макс.}} = 536 \frac{0.0186}{3.016} (0.0186 + 1.022) = 3.44 \text{ эВ}$$

Для сравнения, энергии разрыва химической связи в соединениях T_2 и TN равны 1.8 эВ и 0.9 эВ, соответственно. То есть, при β -распаде трития, входящего в состав этих молекул, возможна диссоциация образующейся частицы THe^+ или HHe^+ .

Ответ: 3.44 эВ.

2) Вычислить энергию отдачи свободного ядра ${}^7\text{Li}$, возникающего в результате K -захвата в ядре ${}^7\text{Be}$.

Решение:

Сначала находим энергию соответствующего ядерного превращения. Она равна 0.864 МэВ. Затем используем формулу:

$$E_R = \frac{536}{M} E_\nu^2 = \frac{536}{7.016} 0.864^2 = 57.03 \text{ эВ}$$

Ответ: 57.03 эВ.

3) Какая доля β -частиц, излучаемых ${}^{32}\text{P}$, поглощается в слое слюды толщиной $d = 5.21 \text{ мг/см}^2$, если слой половинного ослабления слюды $d_{1/2}$ равен 62 мг/см^2 ?

Решение:

Сначала находим в открытых источниках информацию о типе радиоактивности фосфора-32. Он претерпевает β^- -распад в нуклид ${}^{32}\text{S}$. Вычисляем выделяющуюся энергию при этом процессе — 1.71 МэВ, что соответствует максимальной энергии испускаемых электронов.

Находим массовый коэффициент ослабления потока излучения по формуле:

$$\mu_a \approx \frac{\ln 2}{d_{\frac{1}{2}}} = \frac{0.693}{62} = 0.0112 \frac{\text{см}^2}{\text{мг}}$$

Доля частиц, поглощённых слоем слюды, вычисляется по формуле:

$$\frac{N}{N_0} \approx e^{-\mu_d d} \rightarrow 1 - \frac{N}{N_0} \approx 1 - e^{-\mu_d d} = 0.0567$$

Ответ: 5.67% β -частиц, поглотится в слое слюды.

Задачи для самостоятельной работы:

- 1) Оценить кинетическую энергию электронов, при которой радиационные и ионизационные потери энергии одинаковы, в азоте, алюминии и свинце.
- 2) Вычислить максимальную энергию спектра электронов, испускаемых при распаде нуклида ^{15}C .
- 3) Вычислить максимальную кинетическую энергию позитронов, испускаемых при распаде ядра ^{23}Mg .
- 4) Рассчитать максимальную энергию отдачи ядер, образующихся из калия-40 по каждому из его трёх типов распада.
- 5) Найти кинетическую энергию электронов, которые, проходя среду с показателем преломления $n = 1.5$, излучают свет под углом 30° к направлению своего движения.
- 6) Какова кинетическая энергия электрона, скорость которого равна $2.5 \cdot 10^8$ м/с?
- 7) Рассчитать максимальную энергию β -частицы, сопровождающей распад теплового нейтрона. Будет ли наблюдаться Черенковское излучение при распаде такого нейтрона в воде?
- 8) Будет ли самопроизвольно светиться вода, содержащая молекулы H_2^{19}O ?
- 9) Оценить минимальную кинетическую энергию позитронов, способных быть источником Черенковского излучения в воздухе.
- 10) Во сколько раз слой алюминиевой фольги толщиной 5 мкм снизит интенсивность β -излучения от препарата, содержащего нуклид ^{14}C ? Массовый коэффициент поглощения $\mu_d = 300$ см²/г. Плотность алюминия $\rho = 2.7$ г/см³.

11) В каком случае лист алюминия защитит от бета-излучения лучше: в случае источника, испускающего электроны с энергией 900 кэВ ($\mu_d = 15 \text{ см}^2/\text{г}$) или в случае источника, испускающего электроны с энергией 100 кэВ ($\mu_d = 385 \text{ см}^2/\text{г}$), но с активностью в 9 раз превышающую активность первого источника? Наличием тормозного излучения при решении пренебречь.

4. АЛЬФА-РАСПАД И ДРУГИЕ ТИПЫ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР

4.1. Фундаментальные аспекты фрагментации

На нуклоны в ядре действуют ядерные силы, поэтому, несмотря на то что α -распад обычно описывается как «классический» тип радиоактивности, возможность самопроизвольного испускания ядром из основного состояния каких-либо нуклонов является не очевидной, вследствие необходимости преодоления достаточно высокого энергетического барьера, являющегося по своей сути энергией активации реакции, и называемого в ядерной физике термином **кулоновский барьер** (Рисунок 22, справа). Вообще говоря, термин слабо соответствует процессу *испускания* частиц из ядра, так как вследствие кулоновского отталкивания частицы должны безбарьерно отдаляться друг от друга на бесконечное расстояние, и его название более адекватно для использования при обратном процессе — *поглощении* ядром заряженной частицы. Наличие такого барьера отличает этот вид радиоактивности от изомерного перехода (γ -излучения) и β -превращений, так как в последних на испускаемые частицы не действуют ядерные силы, и они покидают ядро безбарьерно.⁶

Если вспомнить кривую потенциальной энергии для ангармонического осциллятора, описывающую энергию двухатомной молекулы как зависимость от расстояния между ядрами (Рисунок 22, слева), то можно заметить, что потенциальная энергия системы уходит на бесконечность при расстоянии между ядрами, стремящимся к нулю, что, разумеется, некорректно с точки зрения ядерной физики, и вызвано тем, что такое описание не рассматривает взаимодействие между ядрами и описывает только взаимодействие электронных оболочек.

Если область близких расстояний между ядрами (выделено синим) растянуть по горизонтали и ужать в миллион раз по вертикали (перейти от эВ к МэВ), то потенциальная энергия системы будет описываться суммой двух кривых — кривой дальнедействующего кулоновского отталкивания ядер и кривой короткодействующих ядерных сил, отвечающих за притяжение между частицами. Суммирующая кривая будет иметь максимум, уходить в ноль на

⁶ Это не совсем корректно для электронов, так как на них действуют кулоновские силы со стороны ядра, но они очень слабы по сравнению с общей кинетической энергией электрона.

бесконечности и в отрицательные значения при нулевом расстоянии между ядрами.

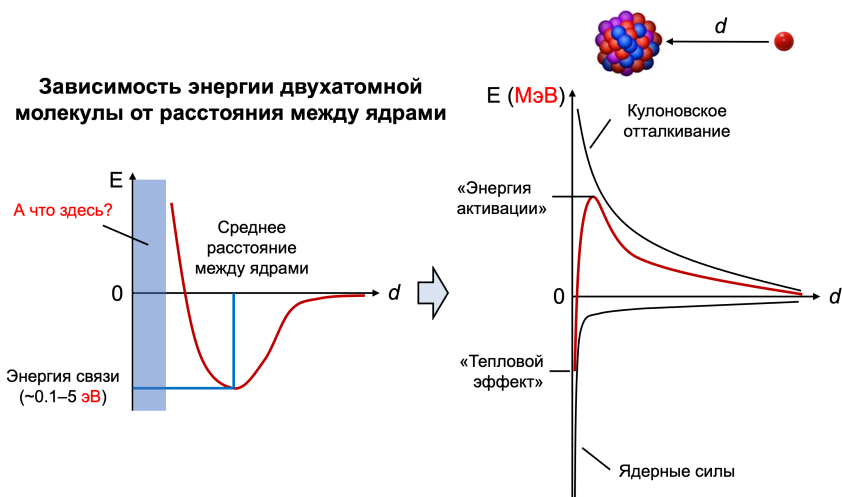


Рисунок 22. Энергетический профиль потенциальной энергии двухатомной молекулы (слева) и взаимодействия протона с модельным ядром в зависимости от расстояния между ядрами (справа).

Таким образом, несмотря на то что процесс испускания нуклонов из ядра может гипотетически приводить к стабилизации такого ядра (например, протоноизбыточное ядро может испустить протон для увеличения удельной энергии связи ядра), такой процесс обычно запрещён кинетически из-за наличия высокого энергетического барьера.

Вследствие квантовой природы процессов, происходящих в ядре атома, испускаемая частица может покидать ядро, не обладая энергией, достаточной для преодоления энергетического барьера. Такое явление получило название **туннельного эффекта**. Несмотря на то, что коэффициент прохождения частицы сквозь энергетический барьер может быть строго описан набором математических уравнений, это выходит за рамки данного курса, и здесь приведены лишь следствия решения этих уравнений, которые необходимы для

понимания наблюдаемых эффектов в процессе фрагментации ядер: **вероятность прохождения частицы сквозь барьер тем выше, чем (1) ниже барьер, (2) чем больше энергии выделяется в процессе ядерного превращения, и (3) чем легче испускаемая частица.**

При самопроизвольной реализации фрагментации ядер, находящихся в основном состоянии, частицы покидают ядро только путём туннелирования. В том случае, если фрагментация ядра наблюдается вследствие ядерной реакции (рассматриваются в следующей лекции), то, как правило, испускание частиц происходит из возбуждённого состояния ядра и энергии испускаемой частицы достаточно для преодоления энергетического барьера «классическим» способом.

Если посмотреть на нуклидную карту, расширенную на ещё неизвестные ядра, существование которых теоретически возможно (**Рисунок 23**), то можно заметить, что существуют несколько вариаций фрагментации ядер: испускание протона или испускание нейтрона возможно для небольшого количества ядер, находящихся на периферии карты; испускание α -частиц начинает конкурировать с β^+ -распадом в случае сильно протоноизбыточных ядер средних масс и любых протоноизбыточных ядер, тяжелее свинца; для сверхтяжёлых элементов спонтанное деление и кластерный распад (зелёные точки) начинают конкурировать с α -распадом.

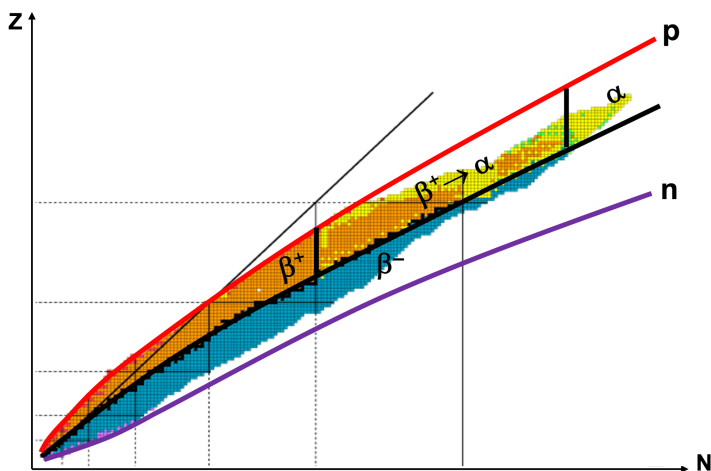


Рисунок 23. Расширенная нуклидная карта и наиболее характерные типы распада для нуклидов.

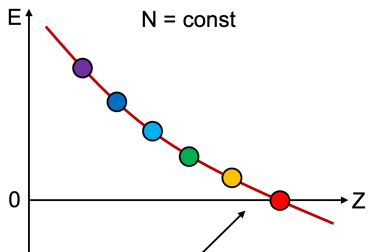
4.2. Протонная и нейтронная радиоактивность

С точки зрения массы частицы, покидающей ядро, отдельный нуклон должен иметь более высокую вероятность прохождения энергетического барьера вследствие туннельного эффекта и, таким образом, такой тип радиоактивности должен быть наиболее типичным типом фрагментации ядра. Однако спонтанная протонная и нейтронная радиоактивность являются крайне редкими видами распада. Это объясняется тем, что свободный нуклон обладает существенно большей энергией, нежели нуклон, связанный ядерными силами в ядре, и, таким образом, такой процесс обычно запрещён с точки зрения закона сохранения энергии: несмотря на то, что частица способна пройти сквозь барьер, конечное состояние системы не может обладать более высокой энергией, чем исходное. Как правило, увеличение энергии связи ядра не покрывает энергетические затраты на испускание свободного нуклона.

Если представить ряд ядер с одинаковым числом нейтронов, то при умозрительном добавлении дополнительных протонов к ядру, находящемуся в зоне стабильности, такое ядро будет сдвигаться всё дальше от зоны стабильности — удельная энергия связи ядра будет уменьшаться при добавлении каждого последующего протона. В результате наступит момент, когда энергия, выделяемая при поглощении протона ядром, сравняется с убылью общей энергии связи ядра, и суммарная энергия такого процесса — **энергия связи протона в ядре** — станет нулевой и фактически протон перестанет быть связан с ядром, что позволит ему безбарьерно покинуть ядро (**Рисунок 24**, красная точка слева и красная кривая справа).

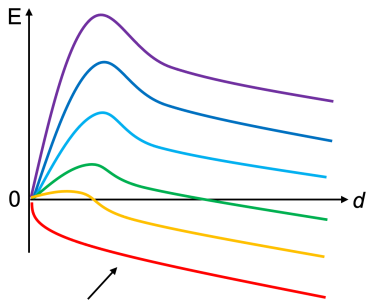
Вообще говоря, протонная эмиссия становится возможна и при положительной энергии связи протона в ядре: из рисунка видно, что уже начиная с зелёной кривой испускание протона приводит к уменьшению общей энергии системы. Как правило, когда процесс эмиссии протона становится возможен с точки зрения закона сохранения энергии, энергетический барьер такого процесса уже настолько низок, что вероятность туннелирования очень велика. Это приводит к тому, что почти все нуклиды, для которых наблюдается протонная радиоактивность, являются ультракороткоживущими и находятся на границе теоретической возможности существования протоноизбыточных ядер. Например, эмиссия протонов характерна для нуклидов ^{19}Na ($T_{1/2} \approx 10^{-18}$ с), ^{18}Na ($T_{1/2} \approx 10^{-21}$ с) и ^{17}Na ($T_{1/2} \approx 10^{-24}$ с) — более лёгкие нуклиды неизвестны и, вероятно, не существуют.

Энергия связи протона в ядре



Энергия связи протона в ядре уменьшается

Энергетический профиль распада



Чем ниже барьер, тем проще протону покинуть ядро

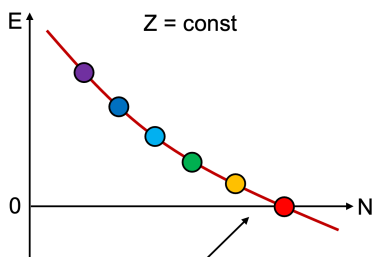
Рисунок 24. Зависимость энергии связи протона в ядре и барьера его испускания от общего количества протонов в ядре при одинаковом количестве нейтронов.

Несмотря на то, что все общие положения, касающиеся эмиссии протонов, применимы и для эмиссии нейтронов, для последнего типа радиоактивности имеется важная отличительная особенность: на нейтрон не действуют кулоновские силы отталкивания и его эмиссия из любой связанной системы нуклонов будет являться эндотермической и запрещенной с точки зрения закона сохранения энергии (**Рисунок 25**). Это приводит к тому, что эмиссия нейтронов наблюдается только из возбужденных состояний ядер, которые, в частности, могут быть достигнуты в том случае, если материнское ядро, претерпело β^- -распад или спонтанный распад на возбужденное состояние дочернего ядра, излучающего впоследствии нейтроны.

В завершении этого раздела следует отметить, что эмиссия протонов и нейтронов является существенно менее энергетически выгодным процессом, чем β^+ -распад и β^- -распад, соответственно. Так, например, при превращении ${}^7\text{B} \rightarrow {}^6\text{Be}^- + \text{p}$ выделяется 2.0 МэВ, в то время как в результате процесса ${}^7\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be}^- + \text{e}^+ + \nu$ выделяется 10.9 МэВ. Аналогично, ${}^{20}\text{B} \rightarrow {}^{19}\text{B} + \text{n}$ сопровождается выделением 1.6 МэВ, а ${}^{20}\text{B} \rightarrow {}^{20}\text{C}^+ + \text{e}^- + \nu^*$ сопровождается выделением 31.9 МэВ. Реализация эмиссии отдельных нуклонов возможна лишь вследствие высокой скорости таких процессов, в результате чего сравнительно

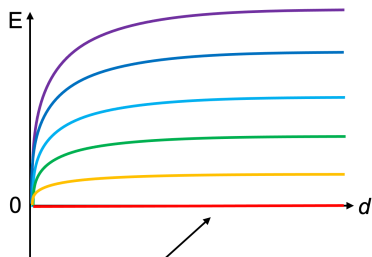
медленный β -распад, имеющий фундаментальное ограничение на свою скорость, в ряде описанных случаев просто не успевает произойти.

Энергия связи нейтрона в ядре



Энергия связи нейтрона в ядре уменьшается

Энергетический профиль распада



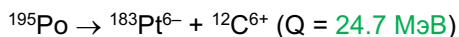
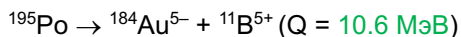
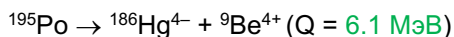
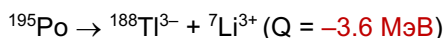
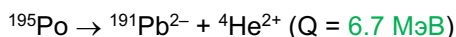
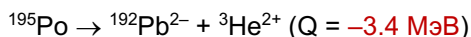
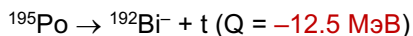
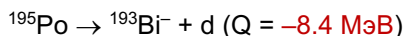
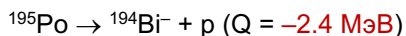
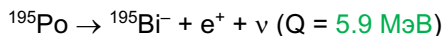
На нейтрон не действуют кулоновские силы, только ядерное притяжение

Рисунок 25. Зависимость энергии связи нейтрона в ядре и энергии его испускания от общего количества нейтронов в ядре при одинаковом количестве протонов.

4.3. Альфа-распад и кластерная радиоактивность

Наиболее распространённым типом фрагментации ядер является α -распад, представляющий собой испускание нуклидом ядра ${}^4\text{He}^{2+}$. Справедливым было бы заметить, что испускание частицы, состоящей из четырёх нуклонов, каждый из которых испытывает притяжение к остаточному ядру вследствие действия ядерных сил, требует преодоления существенно большего потенциала, нежели испускание свободного нуклона. В предыдущей главе обсуждалось то, что выделение свободного нуклона является зачастую энергетически невыгодным, однако существует ещё по меньшей мере три частицы, состоящие из связанных нуклонов и имеющие массу меньшую, чем ядро гелия-4: дейтрон, тритон и гелий-3.

На примере протоноизбыточного нуклида полония-195, претерпевающего с вероятностью 25% β^+ -распад и с вероятностью 75% α -распад с периодом полураспада 4.6 с, далее рассмотрим возможность протекания иных типов фрагментации:



Из серии примеров видно, что испускание частиц, более лёгких чем α -частица (а также лития-7), невозможно из основного состояния полония-195 вследствие эндотермичности таких процессов. Однако дальнейшее увеличение массы испускаемой частицы приводит ко всё большему выделению энергии, вплоть до максимальных значений при делении ядра пополам на два изотопа молибдена. Это полностью согласуется с зависимостью удельной энергии связи ядра от массы (**Рисунок 2**). Выделение дважды магического ядра гелия-4 энергетически оправдано среди прочих лёгких ядер, имеющих существенно меньшую удельную энергию связи ядра. В дальнейшем деление ядра на всё более равные части приводит к возрастанию удельной энергии связи каждой из двух образующихся частиц.

В общем случае, чем крупнее частица, испускаемая ядром, тем большее сопротивление она испытывает со стороны действующих на неё ядерных сил, но и тем большее кулоновское отталкивание она испытывает от остаточного ядра. Это приводит к тому, что энергетический барьер для испускания разных частиц, в первом приближении, остаётся почти неизменным. При прочих равных условиях, вероятность туннельного эффекта обратно пропорциональна массе частицы и, таким образом, **α -частица является наиболее часто испускаемой вследствие того, что она является легкой частицей, испускание которой энергетически выгодно.** Испускание более тяжёлых частиц (**кластерная радиоактивность**) наблюдается гораздо реже и обычно как минорный путь превращения ядра на фоне основного пути — α -распада, вследствие существенно меньшей вероятности реализации туннельного эффекта для более тяжёлых частиц.

Вообще говоря, предположение о том, что энергетический барьер не изменяется в зависимости от испускаемой частицы, не совсем корректно, и в том случае если ядро сильно перегружено протонами, вследствие кулоновского отталкивания энергетический барьер деления ядра на две примерно равные части оказывается существенно ниже барьера выделения α -частицы — в таком случае основным процессом является **спонтанное деление ядра**. Вероятность спонтанного деления ядра в общем случае увеличивается с увеличением параметра $\frac{Z^2}{A}$. При значении параметра, равным 45 и более вероятность спонтанного деления близка к 100%. При значении параметра 35 и менее спонтанное деление практически не наблюдается.

Фрагментация материнского ядра возможна с образованием дочернего ядра, находящегося не только в основном состоянии, но и в возбуждённом. Так, например, плутоний-238 испытывает α -распад с испусканием ядер гелия-4, имеющих 5 дискретных значений энергии (**Рисунок 26**), вследствие того, что распад происходит не только на основное состояние урана-234, но и на каждое из четырёх его возбуждённых состояний (из которых затем практически сразу излучается γ -квант с переходом в основное состояние). Из рисунка отчётливо видно, что уменьшение энергии испускаемой α -частицы (переход на более высокое возбуждённое состояние урана-234) сопровождается уменьшением вероятности излучения такой

α -частицы, что полностью согласуется с уменьшением вероятности туннелирования с уменьшением экзотермичности реакции.

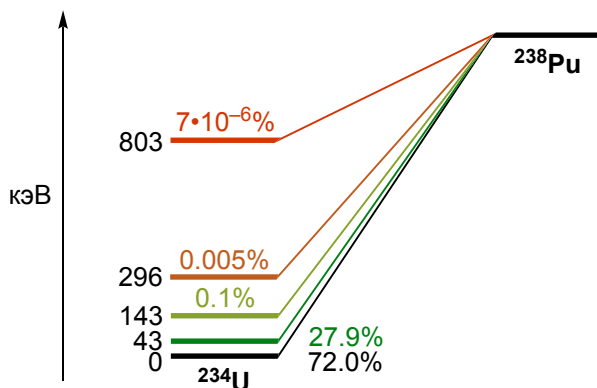


Рисунок 26. Энергетическая схема α -распада ^{238}Pu .

На основе явления уменьшения вероятности протекания α -распада при уменьшении экзотермичности реакции и, как следствие, уменьшения кинетической энергии излучаемой α -частицы, построены эмпирические зависимости, связывающие период полураспада нуклида с энергией выделяющейся из него α -частицы:

$$\lg T_{\frac{1}{2}} = a \frac{Z}{\sqrt{E}} + b$$

где a и b — некие константы, а E — энергия α -частицы. Такой тип уравнений называется уравнением Гейгера–Неттола, в честь учёных, впервые сформулировавших такую зависимость.

На основе того, что испускаемые α -частицы имеют дискретную энергию, которая различна для каждого отдельного материнского нуклида, по спектру α -частиц возможно проводить качественный и количественный анализ α -излучателей (**Рисунок 27**).

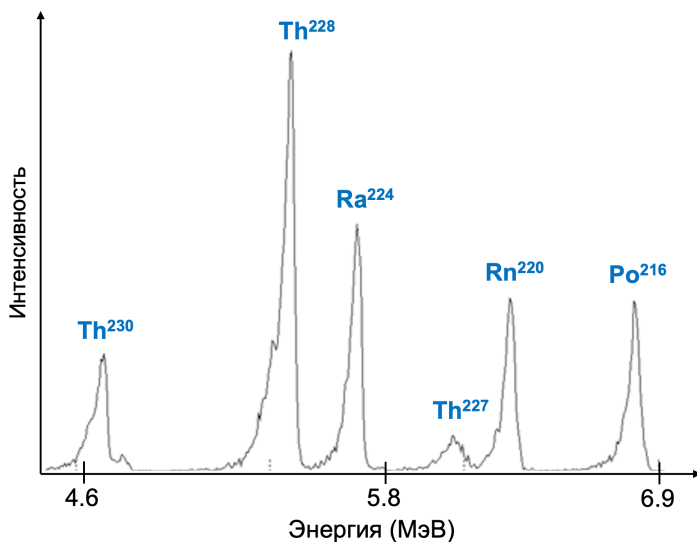


Рисунок 27. Спектр α -частиц препарата, содержащего ^{230}Th , ^{228}Th , ^{227}Th , ^{224}Ra , ^{220}Rn и ^{216}Po .

4.4. Взаимодействие тяжёлых частиц с веществом

В отличие от электронов и позитронов (**Рисунок 19**), тяжёлая частица, пролетая через вещество, имеет практически прямолинейную траекторию (**Рисунок 28**). При столкновении с атомами вещества тяжёлые частицы либо ионизируют их, либо возбуждают, до тех пор, пока энергия таких частиц не уменьшится до величины потенциала ионизации. В частности, α -частица теряет свою энергию до величины 55 эВ и поглощает один электрон, образуя катион $^4\text{He}^+$, который, претерпев дальнейшее замедление до 25 эВ, поглощает второй электрон с образованием атома гелия-4.

Основными характеристиками процесса взаимодействия тяжёлых частиц с веществом являются:

линейная передача энергии (ЛПЭ; LET) — величина ионизационных потерь энергии на единице пути в веществе, которая определяется как отношение энергии, переданной веществу частицей вследствие столкновений на некотором отрезке пути ($\frac{\text{эВ}}{\text{нм}}$);

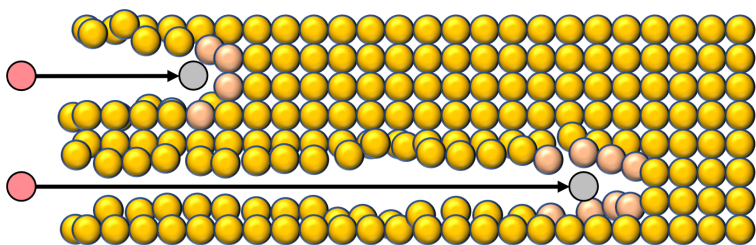


Рисунок 28. Траектории движения тяжёлых частиц в веществе.

полный пробег частицы (обозначается R) — длина пути, который частица преодолевает в веществе до своей остановки (см).

При пролёте тяжёлой частицы сквозь вещество часть энергии частицы переходит в кинетическую энергию электронов, выбиваемых из атомов и молекул. Энергия таких электронов (которые обозначают термином **δ -электроны**) составляет обычно 100–200 эВ и они впоследствии обуславливают дополнительную ионизацию вещества, выбивая из атомов электроны с меньшей энергией (**ϵ -электроны**). Такой вторичный процесс ионизации вещества δ -электронами играет ключевую роль, так как около 70–80% ионов в веществе образуется именно вследствие ионизации δ -электронами, а не самим тяжёлым ионом. Дополнительно к такому «электронному торможению» тяжёлой частицы, её замедление возможно также вследствие «ядерного торможения», реализующегося вследствие упругих столкновений с ядрами атомов.

Пробег частицы напрямую связан с её энергией, массой и зарядом, а также природой вещества, сквозь которое проникает частица (**Таблицы 1 и 2**). Из приведённых значений видно, что пробег частицы увеличивается при уменьшении плотности вещества и увеличении начальной энергии частицы. Природа тяжёлой частицы также играет важную роль — при прочих равных условиях, протоны имеют на порядок более высокую проникающую способность, чем α -частицы, вследствие более низкого заряда (см. пробег в алюминии для энергий 5 МэВ и 10 МэВ).

Таблица 1. Пробег α -частиц в веществе.

Вещество	E_{α} , МэВ						
	4	5	6	7	8	9	10
Воздух, см	2.5	3.5	4.6	5.9	7.4	8.9	10.6
Биологическая ткань, мкм	31	43	56	72	91	110	130
Алюминий, мкм	16	23	30	38	48	58	69

Таблица 2. Пробег протонов в алюминии.

E_p , МэВ	1	3	5	10	20	40	100	1000
R, мм	0.013	0.078	0.18	0.62	2.7	7.0	360	1480

График зависимости удельной ионизации от расстояния от источника называется **кривой Брэгга (Рисунок 29)**. Для тяжёлых ионов всегда наблюдается резко выраженный максимум ЛПЭ в конце своего пробега, который называется **пиком Брэгга**. Этот эффект нашёл применение в радиотерапии ряда заболеваний (об этом речь пойдёт в последней главе).

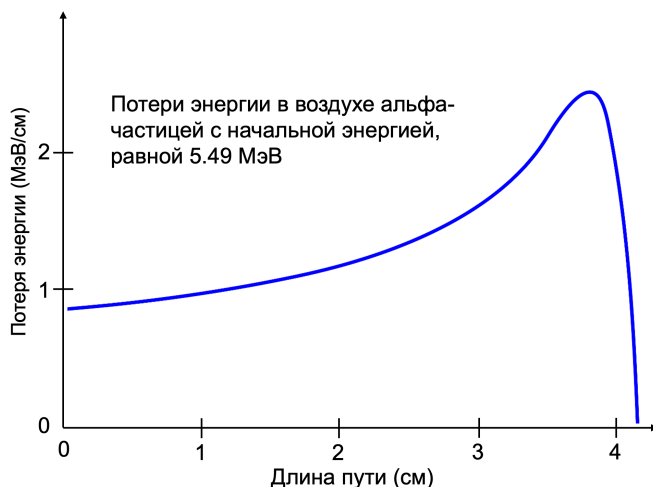


Рисунок 29. Кривая Брэгга для α -частиц с начальной энергией 5.49 МэВ, проходящих сквозь воздух.

Энергия отдачи при фрагментации ядра. Вследствие того, что масса дочернего ядра и масса излучаемой частицы — будь то нуклон, α -частица или фрагмент большей массы — различаются не более чем на два порядка, энергия ядерного превращения распределяется между ними примерно равномерно (так же в пределах нескольких порядков) вследствие закона сохранения импульса — $E_1 = \frac{M_2}{M_1} E_2$. С учётом того, что энергия фрагментации ядер обычно имеет значения более 1 МэВ, то такой тип радиоактивных превращений обычно сопровождается разрывом химических связей дочернего нуклида с остальной частью молекулы, так как его кинетическая энергия на много порядков превышает энергию химических связей.

4.5. Задачи

Семинар 5. α -Радиоактивность и другие типы фрагментации.

Примеры решения:

1) Ядро ^{218}Po испускает α -частицу с кинетической энергией 6.002 МэВ. Какова полная энергия, сопровождающая распад ядра полония-218? Сколько процентов от этой энергии составляет кинетическая энергия дочернего ядра?

Решение:

Согласно закону сохранения импульса (который равен нулю до процесса распада ядра), разлетающиеся частицы имеют импульс, одинаковый по абсолютной величине, но противоположный по знаку. Кинетическая энергия частицы может быть выражена из соотношения $E_{\text{кин}} = \frac{p^2}{2M}$. Если выражать кинетическую энергию частиц через их импульсы, получится, что полная энергия процесса распада равна:

$$E_{\text{общ}} = E_{\alpha} + E_{\text{доч}} = \frac{p_{\alpha}^2}{2M_{\alpha}} + \frac{p_{\text{доч}}^2}{2M_{\text{доч}}} = E_{\alpha} \left(1 + \frac{M_{\alpha}}{M_{\text{доч}}} \right) = 6.002 \left(1 + \frac{4}{218 - 4} \right)$$

$$E_{\text{общ}} = 6.114 \text{ МэВ}$$

То есть, основная часть энергии распада уносится α -частицей, а дочернее ядро получает энергию 6.114 МэВ – 6.002 МэВ = 112 кэВ, что составляет 1.8% от общей энергии распада.

Ответ: 6.114 МэВ, из которых 112 кэВ уносится дочерним ядром.

2) Какое число α - и β -распадов происходит при превращении урана-238 в свинец-206?

Решение:

Каждый акт α -распада приводит к уменьшению массового числа нуклида на 4 единицы, а зарядового — на 2. Таким образом, можно рассчитать количество α -распадов в семействе урана-238: $(238-206)/4 = 8$, зарядовое число должно при этом уменьшиться на 16, однако оно уменьшается всего на 10. Это различие должно компенсироваться 6 β^- -превращениями.

Ответ: 8 α -распадов и 6 β^- -распадов.

3) Вычислить энергию, которая выделяется при α -распаде ядра ^{210}Po .

Решение:

При α -распаде ^{210}Po образуются ^{206}Pb и ^4He . Из открытых данных находим массы всех соответствующих нуклидов: 209.982872 а.е.м. для ^{210}Po , 205.974464 а.е.м. для ^{206}Pb , 4.002603 а.е.м. для ^4He . Энергия, выделяющаяся при одном акте α -распада, может быть рассчитана по дефекту массы ядра из соображения, что связь между дефектом массы ядра и энергией связи в МэВ следующая: $\Delta E = 931.5 \cdot \Delta M$. Подстановка значений дает ответ 5.407 МэВ.

Ответ: 5.407 МэВ.

Задачи для самостоятельной работы:

1) Рассчитать энергию, выделяющуюся при распаде ^{232}U в ^{228}Th с испусканием α -частицы.

2) Нуклид ^{235}U с вероятностью $7 \cdot 10^{-9}$ претерпевает спонтанное деление. Одной из множества пар продуктов распада являются ^{139}Ba и ^{95}Kr . Сколько нейтронов выделяется в свободном виде при

образовании этой пары осколков? Рассчитать энергию соответствующего ядерного превращения.

3) Установить, устойчивы ли нуклиды ^{152}Sm и ^{148}Sm по отношению к α -распаду.

4) Ядро ^{226}Ra испускает α -частицы с энергиями 4.784 МэВ и 4.601 МэВ. Какова энергия γ -квантов, испускаемых возбуждённым дочерним ядром?

5) Рассчитать скорость α -частицы, протона, нейтрона и электрона с энергией 20 МэВ без учёта и с учётом релятивистских поправок.

6) Энергия испускаемой α -частицы при распаде радона-222 равна 5.49 МэВ. Вычислить пробег частиц в воздухе по эмпирической формуле R (см) = $0.33E^{1.5}$ (МэВ). Сколько пар ионов образуется на пути таких α -частиц, если соответствующая формула для расчёта по пробегу частиц — $n = 62500R^{2/3}$.

7) Какая должна быть начальная энергия α -частиц, чтобы их пробег в воздухе был равен 3 см? Какое расстояние пройдет в воздухе α -частица с энергией 7.8 МэВ?

8) Источник ^{210}Po закрыт фольгой из алюминия. Определить толщину фольги, которая остановит α -излучение от источника, если плотность алюминия равна 2.7 г/см^3 , а эмпирическая формула расчёта пробега в веществе $R_{\alpha\rho x} = 0.000178A_x^{1/3}E_{\alpha}^{3/2}$.

9) Нуклид ^{186}Pb является нестабильным и претерпевает α -распад и β^+ -распад. Какие стабильные нуклиды образуются вследствие распада данного изотопа?

10) Нуклиды ^{214}Po , ^{212}Po , ^{210}Po и ^{208}Po претерпевают α -распад. Убедитесь в выполнимости для них закона Гейгера-Нэттола и найдите соответствующие коэффициенты a и b .

5. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

5.1. Понятие ядерных реакций

Ядерная реакция — это процесс взаимодействия атомного ядра с другой частицей, приводящий к изменению структуры и/или состава этого ядра. Ядерные реакции — вынужденный процесс, а радиоактивный распад — спонтанный процесс. В любой ядерной реакции присутствуют два исходных компонента: бомбардирующая частица (или фотон) и ядро-мишень (**Рисунок 30**).

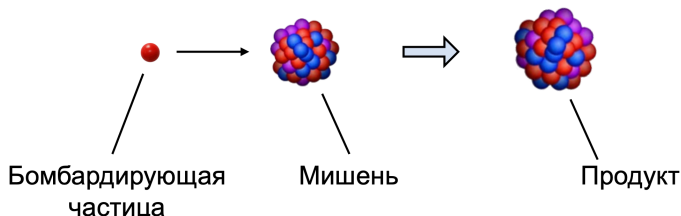


Рисунок 30. Схематическое изображение ядерной реакции.

Бомбардирующие частицы можно подразделить на два базовых типа — незаряженные и заряженные, испытывающие кулоновское отталкивание от ядра-мишени. К незаряженным относятся нейтроны и фотоны. Вследствие отсутствия заряда они не имеют принципиального ограничения на минимальную энергию, необходимую для поглощения ядром мишенью. Такими частицами довольно сложно управлять в процессе проведения ядерной реакции, но при их генерировании можно задавать им начальную траекторию, максимальную энергию (обычно, не очень высокую) и возможно их замедлять. К заряженным относятся протоны и ядра любых иных нуклидов. Принципиальной особенностью этого типа бомбардирующих частиц является ограничение на их минимальную энергию: если их кинетической энергии недостаточно для преодоления кулоновского барьера ядра-мишени, то слияния не произойдет. Чем больше заряд бомбардирующей частицы, тем большую энергию им необходимо иметь для преодоления барьера. Заряженные частицы удобны тем, что ими можно легко манипулировать в рамках проведения ядерной реакции. Вследствие наличия у них заряда их можно ускорять до очень высоких энергий, замедлять и управлять их траекторией.

Ядром-мишенью может являться любой нуклид — стабильный или радиоактивный, период полураспада которого технически позволяет успеть провести с ним ядерную реакцию. Путём его слияния с ядром-мишенью образуется ядро-продукт ядерной реакции.

Продукт ядерной реакции в наибольшей степени определяется (1) природой бомбардирующей частицы, (2) природой ядра-мишени и (3) энергией бомбардирующей частицы. То есть из одной пары исходных ядер путём изменения их суммарной кинетической энергии возможно получать разные продукты, а не только один, характерный для данной пары. Несмотря на то, что, в принципе, можно задавать ненулевую кинетическую энергию и бомбардирующей частице, и ядру-мишени (которое в данном случае тоже будет выступать бомбардирующей частицей) и сталкивать их, направляя по направлению друг к другу, обычно ядро-мишень неподвижно и ускоряется только бомбардирующая частица.

В зависимости от энергии бомбардирующей частицы протекают разные типы процессов между ядрами (**Рисунок 31**). Сопутствующим процессом ядерных реакций, протекающим при любых энергиях бомбардирующих частиц, является потенциальное рассеяние частиц в поле ядра. Положительно заряженные частицы могут испытывать на больших расстояниях отклонения вследствие кулоновского отталкивания от ядра-мишени, а на малых расстояниях от него — отклонение вследствие действия ядерных сил. Нейтроны испытывают рассеяние только вследствие действия на них ядерных сил. Потенциальное рассеяние в поле ядра — это не ядерная реакция.

При энергии бомбардирующей частицы в пределах нескольких десятков МэВ ядерные реакции обычно протекают через так называемое **составное ядро**, являющееся нуклидом, имеющим избыток энергии и находящимся в одном из своих возбуждённых состояний. При более высоких энергиях бомбардирующей частицы реализуется **прямая ядерная реакция**, обусловленная срывом части бомбардирующей частицы ядром-мишенью или же, наоборот, подхватом бомбардирующей частицей части ядра-мишени.⁷ При энергиях налетающей частицы более 100 МэВ обычно происходят реакции скалывания с ядра-мишени. Строго говоря, границу между

⁷ Зачастую реакции срыва идут и при невысоких энергиях, если бомбардировка происходит слабосвязанными ядрами, например дейтроном или $^3\text{He}^{2+}$.

разными механизмами часто провести трудно, и реальный процесс может иметь черты, присущие и реакции через составное ядро, и прямому процессу в той или иной степени. Для реакций скалывания по мере увеличения энергии бомбардирующей частицы постепенно увеличивается количество частиц, которые скалываются с ядра-мишени.

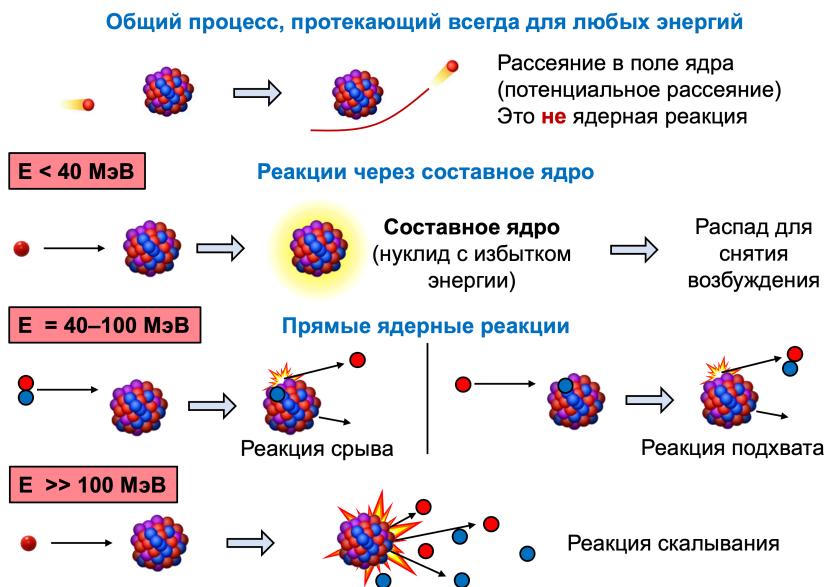


Рисунок 31. Основные типы взаимодействия бомбардирующей частицы и ядра-мишени.

Последние процессы имеют важное значение для изучения ядер атомов и получения фундаментальных физических данных об их структуре, однако представляют малый интерес в прикладном плане. Прикладное значение имеют реакции, протекающие через составное ядро, и именно они рассматриваются более подробно в рамках этого курса. Прямые ядерные реакции будут кратко рассмотрены в 7 главе в рамках обсуждения образования космогенных нуклидов в атмосфере нашей планеты.

Запись ядерной реакции $a + A \rightarrow b + B$ обычно упрощают и изображают в виде $A(a, b)B$. В скобках слева указывают бомбардирующую частицу, а справа излучаемую лёгкую частицу. Слева от скобки изображается ядро-мишень, а справа от скобки — ядро-продукт.

Реакции, протекающие через составное ядро. Движение нуклонов в ядре сильно запутанно. При слиянии бомбардирующей частицы и ядра-мишени, энергия влетевшей частицы достаточно быстро распределяется между всеми частицами ядра, и ни один из нуклонов впоследствии в равновесном состоянии не обладает достаточной энергией, чтобы покинуть ядро. Для того, чтобы снять возбуждение, составное ядро, в принципе, может претерпеть любой эндотермический процесс ядерного превращения — излучение γ -кванта, β -превращение, или фрагментацию. Реакции с испусканием γ -кванта для средних и тяжёлых ядер часто затрудняются тем, что ядру приходится перестраивать свою структуру длительное время (10^{-13} – 10^{-14} с), что значительно превышает ядерное время. Вследствие ограничения на свою скорость, β -превращения не успевают реализоваться за время жизни составного ядра. Это приводит к тому, что **основным путём снятия возбуждения составным ядром является фрагментация**. Только в том случае, если общей избыточной энергии составного ядра недостаточно для фрагментации, реализуется испускание γ -кванта.

Для того, чтобы отдельный нуклон смог преодолеть энергетический барьер и покинуть ядро, он должен аккумулировать в себе избыточную энергию составного ядра в рамках неизбежных флуктуаций в распределении энергии между нуклонами. Вследствие того, что кулоновское отталкивание между протонами уменьшает вероятность их взаимодействия с перераспределением энергии, вероятность их вылета из средних и тяжёлых ядер на несколько порядков меньше, чем вероятность вылета нейтрона. Таким образом, **типичным процессом распада составного ядра является испускание нейтронов или, в случае очень тяжёлых ядер, реакции деления**. Тем не менее, снятие возбуждения составным ядром путём испускания протонов тоже встречается часто, хоть этот путь и является более редким процессом. Иногда встречаются и иные пути фрагментации, например испускание α -частиц.

Резонансные реакции. Энергия возбуждения ядра в общем случае квантована и принимает ряд значений, характеризующихся

некоторой энергетической шириной. То есть составное ядро не может иметь любую энергию, так как оно должно находиться на одном из строго определённых для него энергетических уровней. Если энергия бомбардирующей частицы попадает в этот интервал, а энергетическое расстояние до ближайших уровней больше их ширины, это резко увеличивает вероятность взаимодействия частицы с ядром-мишенью — наблюдается резонанс. Изолированные уровни составного ядра проявляются при взаимодействии медленных нейтронов с ядрами. Ширины резонансов после всех поправок составляют менее 1 эВ.

Нерезонансные реакции. Если уровни расположены густо, сечение реакции имеет монотонную нерезонансную зависимость от энергии налетающей частицы. При больших энергиях возбуждения составного ядра ($E > 10$ МэВ), когда происходит перекрытие большого числа его уровней, невозможно описывать ядерную реакцию, учитывая влияние каждого уровня на процесс возбуждения и распада составного ядра. Вероятность образования составного ядра приобретает плавную энергетическую зависимость.

Независимость свойств составного ядра от способа его получения. Процесс распада составного ядра является независимым от способа его образования, так как оно в процессе своего существования, в рамках которого избыточная энергия быстро перераспределяется по всем нуклонам, «забывает» как образовалось. Так, например, был проведён эксперимент, в котором нуклиды ^{63}Cu и ^{60}Ni облучались, соответственно, протонами и α -частицами таким образом, чтобы энергия возбуждения составного ядра $^{64}\text{Zn}^*$ была в обоих случаях одна и та же. Реакции попарно приводили к $^{64}\text{Zn}^*$ с тремя различными величинами избыточной энергии, и в эксперименте наблюдали следующие пути его распада:

малая энергия: $^{64}\text{Zn}^* \rightarrow ^{63}\text{Zn} + n$

средняя энергия: $^{64}\text{Zn}^* \rightarrow ^{62}\text{Zn} + 2n$

высокая энергия: $^{64}\text{Zn}^* \rightarrow ^{62}\text{Cu} + p + n$

То есть, разные реакции, приводившие к образованию одного и того же составного ядра, завершались образованием одинаковых продуктов. Таким образом, можно сформулировать, что канал распада составного ядра зависит только от (1) состава этого ядра и

(2) его избыточной энергии. И как следствие: **канал распада не зависит от способа получения составного ядра.**

5.2. Общие принципы протекания ядерных реакций

Количественные характеристики ядерной реакции. Если представить умозрительный эксперимент, в рамках которого некоторый образец, состоящий из ядер-мишеней, облучают бомбардирующими частицами, то количество ядер-продукта реакции будет тем больше, чем больше ядер-мишеней (n , единицы) облучаются и чем больше бомбардирующих частиц попадёт на облучаемый образец (**Рисунок 32**). Количество бомбардирующих частиц определяется потоком частиц (Φ , частиц \cdot см $^{-2}\cdot$ с $^{-1}$), равному количеству частиц, пролетающих через площадь в 1 см 2 каждую секунду, и временем облучения (t).

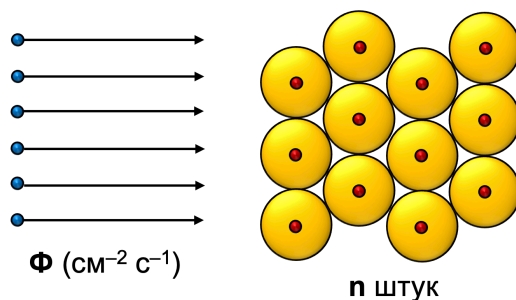


Рисунок 32. Схематическое изображение проведения ядерной реакции.

Таким образом, можно прийти к уравнению, количественно описывающему процесс образования ядер-продукта:

$$N = \Phi \cdot t \cdot n \cdot \sigma$$

где σ — вероятность поглощения конкретной частицы с заданной энергией конкретным ядром. Этот коэффициент называется **сечением захвата**. Из размерности всех приведенных в уравнении

величин видно, что размерность сечения равна см^2 , то есть сечение формально является единицей площади. Для удобства использования сечение реакции измеряется не в см^2 а в единицах, называемых **барн** (б) — 10^{-28} м^2 . Один барн соответствует квадрату со сторонами, длина которых равна 10 фм, и примерно соответствует площади проекции ядра средней массы на какую-либо плоскость: у α -частицы площадь проекции равна 0.13 б, у ядра урана-235 — 2.0 б.

Полное сечение захвата — величина, характеризующая вероятность захвата атакующей частицы с заданной энергией ядром-мишенью. В случае нейтронов, имеющих нулевой заряд и не испытывающих кулоновское отталкивание от ядра-мишени, чем меньше его кинетическая энергия, тем больше вероятность того, что он провзаимодействует с ядром-мишенью с образованием составного ядра (**Рисунок 33**).

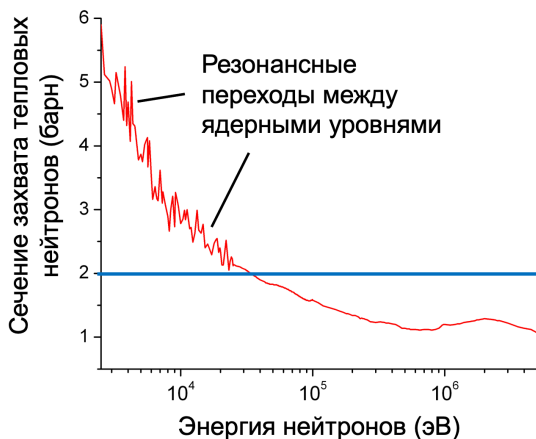


Рисунок 33. Экспериментальные сечения захвата нейтронов разных энергий ураном-235 (синяя линия показывает площадь сечения ядра).

В случае заряженных частиц, тем не менее, сечение захвата резко возрастает от некоторой пороговой величины, до которой величина сечения равна 0 б, вследствие того что частица оказывается неспособной преодолеть кулоновское отталкивание от ядра-мишени.

Парциальное сечение ядерной реакции — величина, характеризующая вероятность превращения атакующей частицы и ядра-мишени в конкретный продукт реакции.

Полное сечение захвата равно сумме парциальных сечений ядерной реакции: $\sigma_{\text{полн}} = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_4 + \dots$

Выход ядерной реакции — это отношение числа образовавшихся ядер (**N**) к числу налетевших частиц, столкнувшихся с мишенью в области **S**: $Y = \sigma \cdot N \cdot S^{-1}$. Из уравнения видно, что чем больше парциальное сечение реакции, тем больше выход продукта.

В общем случае, каналов распада составного ядра может быть много. Как правило, чем выше энергия бомбардирующей частицы и, соответственно, чем большей избыточной энергией в итоге обладает составное ядро, тем больше имеется возможных вариантов того, как это ядро может распасться. Это наглядно продемонстрировано на **Рисунке 34**: при энергии бомбардирующих протонов в диапазоне от 9 до 14 МэВ единственным продуктом реакции является ^{125}I , в то время как при облучении протонами с энергией 65 МэВ образуется по меньшей мере 6 изотопов йода с массовым числом от 120 до 125.

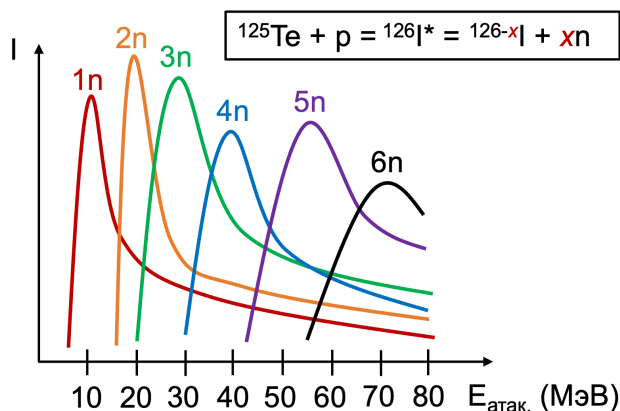


Рисунок 34. Зависимость парциальных сечений ядерных реакций для ядер-мишеней ^{125}Te от энергии бомбардирующих протонов.

5.3. Общие принципы проведения ядерных реакций

Радионуклидная чистота продукта — отношение активности радионуклида к общей активности препарата (например, препарат ^{95}Tc может содержать примеси ^{96}Tc , ^{97}Ru).

Радиохимическая чистота — отношение активности радионуклида в нужной химической форме к сумме всех его химических форм (например, препарат ^{131}I может содержать в качестве основной формы иодид Na^{131}I и в качестве примеси — $\text{Na}^{131}\text{IO}_3$).

Удельная активность — отношение активности радионуклида к общей массе всех изотопов соответствующего элемента в образце (зависит от пути получения, качества выделения и очистки образца).

Реакторное производство. Основные ядерные реакции, которые используются для наработки радионуклидов, связаны с воздействием на мишени потоком нейтронов порядка 10^{13} – 10^{15} частиц/см²·с. Возможно реализовать пять основных процессов, потенциально способных приводить к образованию желаемого продукта:

1) Захват нейтрона (n, γ). Так производятся: ^{24}Na , ^{32}P , ^{64}Cu , ^{82}Br , ^{86}Rb , ^{90}Y , $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$ — из природного сырья; ^{42}K , ^{51}Cr , ^{59}Fe , $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$, $^{113}\text{Sn}/^{113\text{m}}\text{In}$, ^{169}Yb , $^{191}\text{Os}/^{191\text{m}}\text{Ir}$ — из изотопнообогащённых мишеней.

2) Облучение потоком нейтронов с последующим β^- -распадом промежуточного радионуклида (n, γ) $\rightarrow \beta^-$. Так производятся: ^{125}I , ^{131}I , ^{131}Cs , ^{199}Au .

3) Пороговые реакции с вылетом заряженных частиц (n, p) (n, α). Так производятся ^{32}P , ^{33}P , ^{35}S , ^{58}Co , ^3H , ^{36}Cl .

4) Двойной нейтронный захват (n, γ), (n, γ). Так производится, например, ^{188}W .

5) Деление урана. Так получают $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$, $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$, ^{131}I , $^{132}\text{Te}/^{132}\text{I}$, ^{133}Xe .

Практическая реализация связана с выбором мишени, учётом сечения активации, выгорания продукта, самоэкранирования облучаемых образцов и снижения в них интенсивности потока нейтронов и т. д. Например, реакция облучения ^{98}Mo тепловыми

нейтронами (энергия 0.025 эВ) имеет сечение 0.13 б. Для эпitherмальных нейтронов (энергия больше 0.4 эВ) оно выше — 11.6 б. Поэтому важен выбор места облучения мишени в реакторе. В среднем, сочетании условий добиваются значения сечения 0.5 б, максимум — 0.7 б.

Требования к мишеням. После определения реакции получения и условий облучения необходимо выбрать соответствующий целевой материал. Следует учитывать несколько общих факторов.

Физико-химическая форма — как правило, лучше всего подходят чистые металлы или элементы. Если они не подходят из-за иных ограничений, альтернативой являются сплавы и простые соединения (оксиды, карбонаты, галогениды). Форма также должна быть совместима с пострadiационной обработкой. Таким образом, легкорастворимые соединения иногда предпочтительнее металлических мишеней.

Тепловые свойства — во время облучения может происходить значительный нагрев мишени, так что необходимо охлаждение мишени с целью предотвращения перегрева и возможного разрушения. Материал мишени должен иметь хорошую теплопроводность и высокую температуру плавления. По этой причине органические соединения и водные растворы обычно не могут быть использованы.

Химическая стабильность — мишень не должна разлагаться при повышенной температуре или выделять газы, которые могут разорвать капсулу. Материал мишени не должен вступать в реакцию с герметизирующим материалом или вызвать коррозию, не должен существенно разлагаться в результате радиационного воздействия. Это требование как правило, исключает все органические материалы как мишени для крупномасштабного производства нуклидов.

Чистота — мишени с высокой химической чистотой часто необходимы для минимизации радиоактивного загрязнения из-за активации примесей. В соединениях необходимо учитывать активацию всех атомов, потому что примеси не приведут к интересующему нуклиду и, таким образом, уменьшат выход. Иногда обогащенный изотопами материал необходим для подавления конкурирующих реакций на других встречающихся естественных изотопах в мишени.

Инкапсуляция — в целях безопасности и предотвращения перекрестного загрязнения мишень почти всегда герметично закрывается в первичном контейнере, а иногда и во вторичном. Контейнер должен быть герметичным и не ржаветь или перегреваться во время облучения. Для облучения при малых потоках нейтронов и коротких периодах экспозиции полезными являются небольшие пластиковые трубки (например, полипропиленовые), поскольку они почти не активируются. При более высоком нейтронном потоке и более продолжительном времени облучения образцы обычно помещают в ампулы из синтетического кварца высокой чистоты. Пирекс и натриевое стекло — плохой выбор: реакция $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ имеет большое сечение захвата, реакция $^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$ вызывает значительную активацию капсулы и последующие проблемы с обработкой из-за высокоэнергетического (1.369 МэВ) γ -излучения ^{24}Na . Кварцевые ампулы часто помещают в алюминиевые или магниевые держатели, специально предназначенные для облучения.

Доступность — целевой материал должен быть коммерчески доступным с высокой степенью чистоты. Наличие примесей даже в следовых количествах может обусловить значительную сопутствующую радиоактивность продукта, если примеси имеют большое сечение захвата.

Химическая обработка. Для достижения высокой удельной активности радионуклиды требуют химического отделения от материала мишени и радиоактивных побочных продуктов. Это невозможно для реакций захвата нейтронов (тип 1 и 4, см. выше), где есть лишь незначительные различия между химическими свойствами разных изотопов одного и того же элемента. Стандартные техники аналитического разделения используют химические и физические методы, такие как хроматография, экстракция, дистилляция и осаждение. Другие методы включают электролиз, электроосаждение, сублимацию. Затем эти методы обработки необходимо адаптировать к уникальным требованиям радиохимии.

Циклотронное производство. На циклотронах производятся радионуклиды, часто нейтронодефицитные, которые распадаются в основном за счет электронного захвата или β^+ -распада. Циклотрон позволяет непрерывно ускорять поток частиц. Непрерывный ток позволяет получать максимальный выход радионуклида.

Условно различают пять уровней ускорителей в зависимости от максимальной энергии ускоряемых протонов (**Таблица 3**). Ускорители V уровня — это сильноточные ускорители с энергией протонов свыше 200 МэВ, используются для производства отдельных радионуклидов.

Таблица 3. Производство нуклидов на циклотронах I–IV уровней.

Циклотрон	E_p , МэВ	Ядерные реакции	Производимые радионуклиды
Уровень I	≤ 10	(p, n) (p, α)	^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F
Уровень II	≤ 20	(p, n) (p, α)	^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F , ^{67}Ga , ^{103}Pd , ^{109}Cd , ^{111}In , ^{123}I , ^{124}I , ^{186}Re
Уровень III	≤ 45	(p, pn) (p, 2n) (p, 3n)	^{22}Na , ^{38}K , ^{57}Co , ^{67}Ga , ^{68}Ge , ^{73}Se , $^{75-77}\text{Br}$, ^{81}Rb (^{81}Kr), ^{111}In , ^{123}I , ^{201}Tl , ^{225}Ac
Уровень IV	≤ 200	(p, 4n) (p, 5n)	^{22}Na , ^{28}Mg , ^{52}Fe , ^{67}Cu , ^{72}Se (^{72}As), ^{81}Rb (^{81}Kr), ^{82}Sr (^{82}Rb), ^{103}Pd , ^{109}Cd , $^{117\text{m}}\text{Sn}$, ^{123}I , ^{149}Tb , ^{201}Tl

Чтобы иметь возможность рассчитать выход радионуклида с разумной точностью, в случае наработки на циклотроне нужно знать полную функцию возбуждения ядерного процесса. Еще один важный момент — количество конкурирующих каналов реакции. Для одной и той же энергии (30 МэВ, например) может одновременно реализовываться около шести каналов реакции со значительными сечениями, поэтому крайне важно знать сечения всех этих процессов. На малогабаритных циклотронах используются низкоэнергетические реакции, такие как (p, n), (p, α), (d, n), (d, α) и т. д. С другой стороны, при более высоких энергиях возможны реакции (p, xn), а также реакции скалывания.

По заданной функции возбуждения может быть рассчитан ожидаемый выход продукта для определенного диапазона энергий. Расчетный выход представляет собой максимальный выход, который можно ожидать от данного ядерного процесса. Следует отметить, что образующиеся неизотопные примеси могут быть удалены химическим путем, тогда как уровень изотопных примесей можно подавить только с помощью обогащенных изотопов в качестве материала мишени

и/или путем тщательного выбора диапазона энергий частиц, эффективных для мишени.

Процесс производства радиоизотопов всегда состоит из двух основных операций: облучение мишени внутри вакуумной камеры⁸ и последующее выделение радионуклида в нужной форме и концентрации. Поэтому одним из основных направлений циклотронного производства радионуклидов является разработка подходящей мишени для облучения, которая обеспечивала бы эффективную теплопередачу, обеспечивала бы простоту химического разделения радиоактивного продукта, химическую реакционную способность и удельную активность полученного продукта, а также позволяла бы восстанавливать материал мишени, если необходимо, и обеспечивала бы высокий выход продукта.

Химическая обработка. В отличие от реакторного производства радионуклидов, в циклотронном производстве химическая обработка начинается во многих случаях во время самого облучения. На это есть две причины: (1) нейтронное облучение в реакторе не вызывает таких интенсивных радиационных повреждений и химических эффектов, как облучение заряженными частицами на циклотроне; (2) использование газообразных и жидких мишеней гораздо чаще встречается в циклотронном производстве радионуклидов, чем в реакторном. В твердых мишенях радиоактивный продукт может находиться в нескольких степенях окисления. Следовательно, применяемая обработка должна учитывать все эти аспекты.

Газообразные и жидкие мишени обычно используются для производства короткоживущих радионуклидов, особенно позитронных излучателей. Используемые методы должны быть быстрыми и эффективными с точки зрения чистоты продукта, а также восстановления обогащенного материала мишени. Кроме того, химическая форма целевого радионуклида должна быть легко отделяемой, чтобы обеспечить удобный синтез желаемого продукта. Что касается твердых мишеней, используются как сухие, так и мокрые методы химического разделения. Сухой метод включает дистилляцию и термохроматографию. Во многих производственных процессах неизбежна влажная химическая переработка. Обычно используются

⁸ В некоторых случаях облучение проводится не в вакуумной камере, а, например, в потоке воды (протоны средних энергий)

методы экстракции и ионного обмена, но иногда используют соосаждение, адсорбцию, перегонку, электроосаждение и т. д.

5.4. Задачи

Семинар 6. Ядерные реакции.

Примеры решения:

1) Под действием налетевшего нейтрона ядро урана-235 разделилось на 2 осколка, одним из которых оказался ксенон-140. При этом в акте деления было испущено 2 нейтрона. Определить второй осколок.

Решение:

В ходе ядерной реакции должен выполняться закон сохранения зарядового числа. Значит, $92 + 0 = 54 + Z + 0$. Также должен выполняться закон сохранения массового числа, а значит, $235 + 1 = 140 + 2 \cdot 1 + A$. То есть второй осколок — нуклид с $A = 94$ и $Z = 38$. Это ${}^{94}\text{Sr}$.

Ответ: неизвестный осколок деления — ${}^{94}\text{Sr}$.

2) Чтобы получить ${}^{76}\text{As}$, облучали мишень в течение 42 ч, а измерение радиоактивности провели через 3 ч 27 мин после окончания облучения. Чему равно отношение активностей в момент измерения к максимально возможной?

Решение:

Накопление радионуклида при постоянных значениях потока бомбардирующих частиц идёт до некоторой максимально возможной величины A_{max} , асимптотически приближаясь к этому значению при бесконечно продолжающемся облучении. Величина A_{max} в данном случае является абстрактной величиной, показывающей активность препарата, если бы в процессе накопления радионуклида не происходило бы его распада. Активность $A_{\gamma}(t)$, накопленная за время t_1 , вычисляется по закону накопления:

$$A_{Y^*}(t) = A_{max} \left(1 - \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t_1}{T_{1/2}}}\right)$$

Измерение тоже начали не сразу, значит, через некоторое время t_2 распадётся некоторое количество накопленного радионуклида. Эту долю также можно учесть как $(0.5)^{t_2/T_{1/2}}$. Выразим временные промежутки через t_1 (42 ч) и t_2 (3 ч 27 м или 3.45 ч) и подставим в формулу:

$$A_{Y^*}(t) = A_{max} \left(1 - \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t_1}{T_{1/2}}}\right) \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{t_2}{T_{1/2}}}$$

Решение выражения приводит к значению:

$$A_{Y^*}(t) = A_{max} \cdot 0.6632 \cdot 0.9145 = A_{max} \cdot 0.606.$$

Получается, что к моменту времени t отношение активностей в момент измерения к максимально возможной — это значение дроби $A_{Y^*}(t)/A_{max} = 0.606$.

Ответ: Отношение активностей в момент измерения к максимально возможной равно 0.606.

Задачи для самостоятельной работы:

1) Как изменится заряд и нуклонное число в результате следующих реакций?

(n, γ) , (p, γ) , (n, α) , (p, α) , $(n, 2n)$, (n, pn) , (α, p) , (α, n) , (γ, p) , (γ, n)

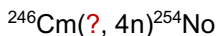
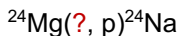
2) Указать продукты следующих ядерных реакций:

$^{16}\text{O}(n, t)?$

$^{240}\text{Pu}(n, \gamma)?$

$^{250}\text{Cf}(^{10}\text{B}, 2n)?$

3) Какие налетающие частицы будут индуцировать следующие превращения?



4) Предложить вариант осуществления реакции превращения ртути в золото. Обосновать целесообразность или нецелесообразность проведения такой реакции.

5) При бомбардировке ${}^{23}\text{Na}$ ускоренными α -частицами образуются следующие продукты: ${}^{25}\text{Mg}$, ${}^{26}\text{Mg}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{26}\text{Al}$. Записать соответствующие ядерные реакции. Через какое составное ядро реализуются все эти реакции? Как зависит выход того или иного нуклида от энергии α -частицы?

6) При бомбардировке ядер бора-11 протонами наблюдатель фиксирует в детекторе одинаковые треки трёх частиц. Идентифицировать продукты ядерной реакции и написать саму реакцию.

7) Мишень из естественной смеси изотопов бора бомбардируется протонами. После окончания облучения детектор β -частиц зарегистрировал активность 100 Бк. Через 40 мин активность образца снизилась до ~ 25 Бк. При облучении протонами иной энергии активность снижалась с 100 Бк до ~ 25 Бк за 40 с. Каков источник активности в каждом случае? Какие ядерные реакции происходят? В каком случае энергия протонов была выше?

8) При облучении меди нейтронами протекает реакция, дающая 2 β -радиоактивных изотопа с $T_{1/2} = 5.12$ мин и 12.70 ч, а при облучении γ -квантами протекает реакция с образованием 2 β -радиоактивных изотопов с $T_{1/2} = 9.67$ мин и 12.70 ч. Записать соответствующие ядерные реакции и отнести периоды полураспадов к соответствующим изотопам.

9) Образец природного иода облучался нейтронами в течение 1 ч для получения активности, равной 10^{12} Бк. Какова скорость образования радионуклида при таком облучении?

10) Чтобы получить радионуклид ${}^{64}\text{Cu}$, облучали мишень в течение 14.5 ч. Измерение радиоактивности провели через 1.5 ч после окончания облучения. Чему равно отношение активностей в момент

измерения к максимально возможной? Зачем экспериментаторы выжидали 1.5 ч, прежде чем начать работу с облучённым образцом?

11) Золотую пластину толщиной 0.15 мм и площадью 5 см² облучали нейтронами. Плотность потока нейтронов — 10^7 частиц·см⁻²·с⁻¹, время облучения — 5 ч. Эффективное сечение реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ равно 96.4 б. Вычислить ожидаемую активность в момент окончания облучения.

6. ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА

6.1. Вынужденное деление ядер под действием нейтронов

Деление атомных ядер под действием нейтронов впервые обнаружили О. Ган и Ф. Штрассман в 1938 году. Этот процесс сопровождается выделением так называемых «вторичных» нейтронов, γ -квантов, а также выделением большого количества энергии. Открытие вынужденного деления урана позволило проводить цепные ядерные реакции, создать ядерный реактор и разработать ядерное оружие.

Механизм деления ядра таков, что при этом обычно образуются два осколка с массовыми числами A_1 и A_2 и зарядами Z_1 и Z_2 , что сопровождается испусканием γ -квантов, нейтрино и, в среднем, от двух до трех нейтронов на акт деления. Энергия, высвобождающаяся в одном акте деления ядра урана-235, равна примерно 200 МэВ. Это обстоятельство определяет огромную теплотворную способность ядерного топлива, превышающую в миллионы раз теплотворную способность химического топлива. Вторичные нейтроны обуславливают протекание *цепной* реакции.

Для тяжёлых ядер с массой около 235 барьер реакции деления составляет 5.5–6 МэВ (**Рисунок 35**). Так как процесс поглощения свободного нейтрона ядром является экзотермической реакцией, то налетающий нейтрон может иметь существенно меньшую кинетическую энергию для провоцирования реакции деления, чем общая энергия, необходимая для преодоления барьера. Например, для деления ^{238}U необходимая избыточная энергия нейтрона для реакции деления составляет около 1 МэВ, так как остальная энергия выделяется вследствие поглощения этого нейтрона.

Деление ядер под действием *тепловых* нейтронов возможно только для чётно-нечётных или нечётно-нечётных ядер с $Z > 90$. Так, например, способностью делиться и участвовать в цепной реакции деления обладают ядра ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и некоторые нуклиды других трансурановых элементов, содержащие нечётное количество нейтронов. Из оболочечной модели ядра следует, что спаривание нейтронов приводит к дополнительной стабилизации ядра и, как следствие, к большему выделению энергии при поглощении чётного нейтрона ядром, изначально имеющим нечётное количество нейтронов. Нечётные изотопы урана и плутония делятся нейтронами любой энергии, а чётные изотопы тяжёлых элементов (^{232}Th , ^{238}U)

имеют энергетический порог и не претерпевают деление, если нейтроны замедлены. В частности, при поглощении нейтрона торием-232 и ураном-238 выделяется 4.8 МэВ (для каждого), что недостаточно для преодоления барьера деления ядра, если нейтрон не имел избыточной энергии, привносимой в систему. И напротив, при поглощении нейтрона ядрами урана-233, урана-235 или плутония-239 выделяется, соответственно, 6.84 МэВ, 6.55 МэВ или 6.53 МэВ — что является достаточным для преодоления барьера деления при любой энергии поглощаемого нейтрона. Ядра, претерпевающие распад при поглощении нейтрона любой энергии, называются **делящимися ядрами**, а ядра, претерпевающие деление только под действием быстрых нейтронов, называются **пороговыми ядрами**.

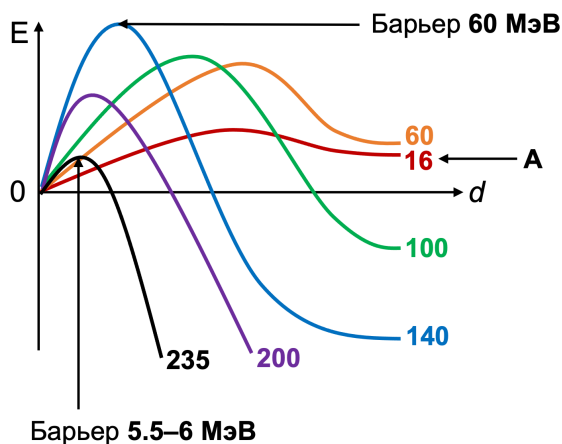
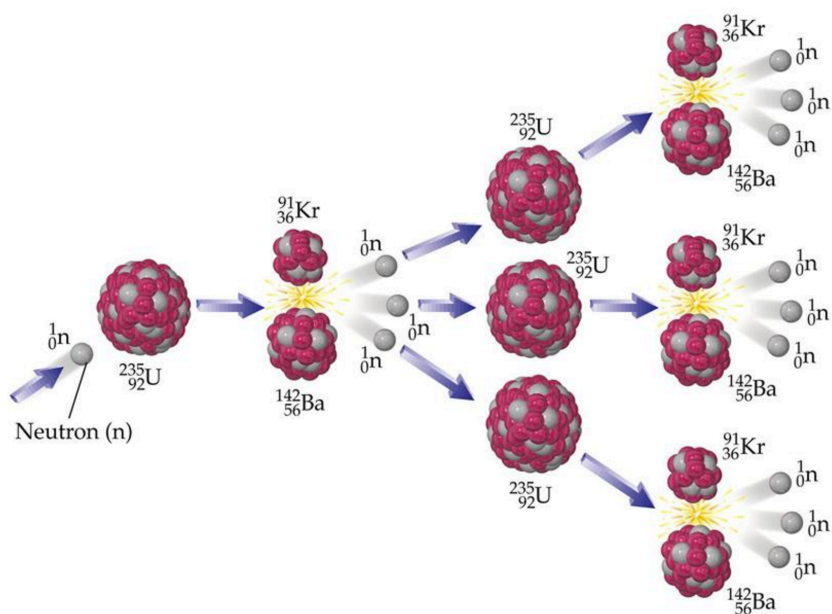


Рисунок 35. Упрощённый энергетический профиль реакции деления на два осколка примерно равной массы для материнских ядер с разной массой. E — общая энергия системы, d — расстояние между осколками.

Масса делящегося изотопа и размеры (объем) системы, необходимые для возникновения самоподдерживающейся цепной реакции деления, называют **критическими**.

Сечение захвата тепловых нейтронов для природной смеси изотопов урана равно 7.68 б, для ^{238}U — 2.74 б, а для ^{235}U — **99 б!**

Цепные ядерные реакции — разветвленные цепные реакции деления тяжелых ядер нейтронами, в процессе которых возрастает число нейтронов и возникает самоподдерживающийся процесс деления. Нейтроны, возникшие в процессе ядерной реакции деления, вызывают деление ядер тяжелых элементов (урана, плутония, тория), создавая еще больше нейтронов, которые вызывают дальнейшее деление и т. д. (**Рисунок 36**).



Источник изображения: <https://light-fizika.ru/index.php/11-klass?layout=edit&id=182>

Рисунок 36. Схема цепной ядерной реакции для урана-235.

Судьба возникших нейтронов деления различается: их взаимодействие с ядрами топлива не обязательно приводит к делению. Возможны также: (1) упругое рассеяние, (2) радиационный захват, (3) вылет за пределы ядерной установки.

Характеристикой развития ядерной цепной реакции в данной системе является **коэффициент размножения нейтронов k** системы, равный отношению числа нейтронов, поглощаемых делящимся веществом в данном и предыдущем звеньях цепи. Наличие самоподдерживающегося цепного процесса возможно лишь при $k \geq 1$. При $k = 1$ цепная реакция протекает при постоянной мощности. Такие системы получили название **критических**. При $k > 1$ мощность реакции нарастает — это **надкритические** системы. При $k < 1$ система является **подкритической**.

Одной из важнейших характеристик цепной реакции является скорость её нарастания, которая определяется коэффициентом размножения нейтронов k и временем, проходящим между двумя последовательными актами деления, т. е. **средним временем жизни одного поколения нейтронов**, τ_n .

Среднее время жизни одного поколения нейтронов складывается из времени деления, времени запаздывания вылета нейтрона из делящегося ядра относительно момента деления и времени перемещения вылетевшего нейтрона до следующего делящегося ядра. Нейтроны деления состоят из **мгновенных** (испускающихся в момент деления) и **запаздывающих** (появляющихся некоторое время спустя после деления). Мгновенные нейтроны составляют более 99% нейтронов деления. Интервал их энергий находится в диапазоне от 0.1 до 10 МэВ, средняя энергия — 2 МэВ. Запаздывающие нейтроны составляют менее 1% нейтронов деления.

Некоторые осколки (^{87}Br , ^{88}Br и др.) после β -распада образуют часть дочерних ядер с энергией возбуждения, превышающей энергию связи нейтрона. Сразу же после такого распада возбужденное дочернее ядро испускает запаздывающий нейтрон. Время появления запаздывающих нейтронов связано с периодами полураспада их предшественников-осколков. Среднее время запаздывания нейтронов равно 12.4 с.

В качестве ядерного топлива используют изотопы урана ^{235}U и плутония ^{239}Pu , способные поддерживать цепную реакцию деления. ^{235}U — единственный природный изотоп (природное содержание 0.72% в уране), способный к делению при облучении как медленными (тепловыми), так и быстрыми нейтронами. Нуклид ^{233}U образуется при облучении ^{232}Th тепловыми нейтронами ($^{232}\text{Th} + n \rightarrow ^{233}\text{Th} \rightarrow ^{233}\text{Pa} \rightarrow ^{233}\text{U}$; **Рисунок 37**), а ^{239}Pu — при захвате нейтронов ядрами ^{238}U

($^{238}\text{U} + n \rightarrow ^{239}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Np} \rightarrow ^{239}\text{Pu}$). Уран-235 называют первичным ядерным топливом, а уран-233 и плутоний-239 — вторичным ядерным топливом.2

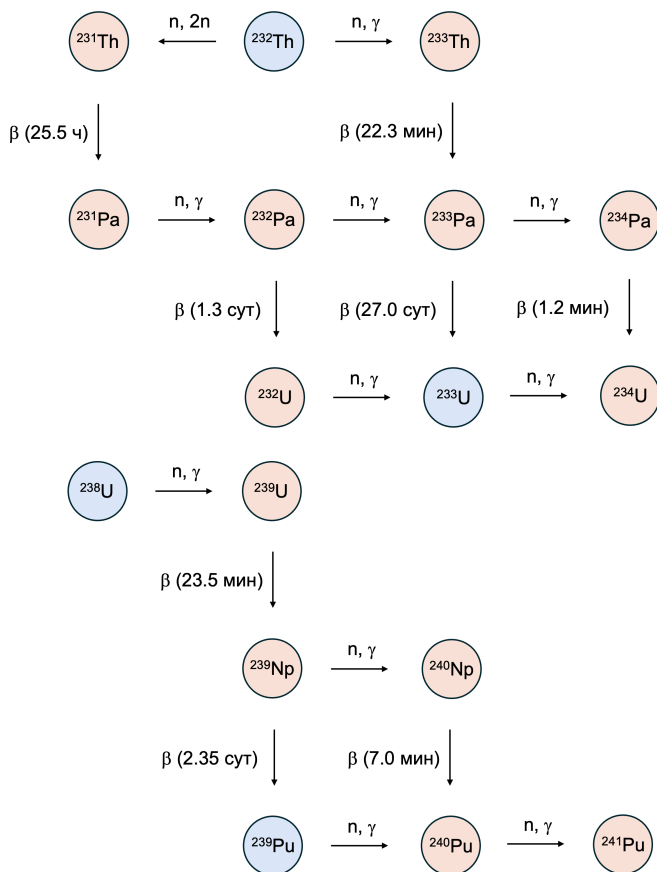


Рисунок 37. Схема получения вторичного ядерного топлива и сопутствующие процессы.

Цепная ядерная реакция на уране-238 как топливе идет в реакторах на быстрых нейтронах, но только в том случае, если топливо обогащено ураном-235 или плутонием-239 (т. е. изотопами,

способными делиться при облучении нейтронами любых энергий). Возможность использования урана-238 для получения энергии появилась только после того, как была обнаружена способность ^{235}U делиться под действием тепловых нейтронов.

На 100 тепловых нейтронов, взаимодействующих с ядром ^{235}U с обогащением 2–5% в ядерном реакторе, только 85 вызывают акт деления. Остальные 15 ядер, поглотивших нейтрон, претерпевают испускание γ -кванта, что приводит к образованию U^{236} , являющегося поглотителем нейтронов, вредным для поддержания цепной ядерной реакции деления.

Поглощение нуклидом ^{238}U нейтронов приводит к синтезу ядер ^{239}Pu , что в свою очередь увеличивает количество ядерного топлива в активной зоне ядерного реактора. Таким образом по мере появления ^{239}Pu уже значительная часть делений приходится на его долю с выделением энергии до 40% от общего числа делений ^{235}U . Часть делений идет на образование ^{240}Pu , который в свою очередь приводит к синтезу делящегося изотопа ^{241}Pu . Что же касается ^{242}Pu , то это поглотитель нейтронов (не делится).

Сечение взаимодействия нейтрона с ядром является важной характеристикой всех материалов применяющихся в конструкциях ядерных реакторов. Наиболее подходящими конструкционными материалами для активной зоны ядерного реактора могут служить циркониевые и алюминиевые сплавы. Железные (и стальные) конструкции могут применяться в качестве конструкционных зон корпуса ядерного реактора, а бор, кадмий и гадолиний наиболее подходят для изготовления элементов, поглощающих нейтроны.

Ядерная энергия превращается вначале в кинетическую энергию движения осколков, а затем в тепловую. В активной зоне ядерного реактора тепло достигает границы тепловыделяющего элемента и передаётся к теплоносителю. Теплоноситель (обычно, вода) закипает, и в случае энергетического реактора на АЭС пар вращает турбины генератора, вырабатывающего электрическую энергию.

Цепная реакция в уране с повышенным содержанием урана-235 может развиваться только тогда, когда масса урана превосходит так называемую **критическую массу**. Её можно во много раз уменьшить, если использовать замедлители нейтронов: рождающиеся при распаде ядер урана нейтроны имеют слишком большие скорости, а вероятность захвата медленных нейтронов ядрами урана-235 в сотни

раз больше, чем быстрых. Наилучшим замедлителем нейтронов является тяжелая вода D_2O . Обычная вода при взаимодействии с нейтронами сама превращается в тяжелую воду. Иным вариантом является графит, ядра которого не поглощают нейтроны. При упругом взаимодействии с ядрами дейтерия или углерода нейтроны замедляются до тепловых скоростей.

Критическая масса открытого шара, состоящего из урана, обогащенного до 93.5% по урану-235 — чуть менее 50 кг; для шара с отражателем нейтронов — 15–23 кг. Применение замедлителей нейтронов и специальной оболочки из бериллия, которая отражает нейтроны, позволяет снизить критическую массу до 250 г.

В современных энергетических реакторах управление цепной реакцией осуществляется путем введения в активную зону веществ, поглощающих нейтроны. При помещении в активную зону стержня, содержащего поглощающий элемент, например бор, уменьшается коэффициент размножения (вводится отрицательная реактивность), за счет того, что часть нейтронов, поглощаясь на ядрах бора, выбывает из цепной реакции. При выведении стержня из активной зоны коэффициент размножения увеличивается.

Выгорание ядерного топлива. Задолго до полного физического израсходования делящегося изотопа на определенном временном этапе возникает необходимость прекращения его использования: по мере выгорания ^{235}U образуется U^{236} и ряд других элементов-продуктов деления, которые поглощают нейтроны, и интенсивность процесса деления падает (происходит “отравление” реактора). Поэтому **тепловыделяющие сборки** (ТВС) из активной зоны реактора извлекают и заменяют свежими. Извлеченные ТВС помещают в бассейны выдержки с водой для снижения радиоактивности, чтобы в процессе последующей переработки на радиохимическом заводе извлечь оставшийся ^{235}U , содержание которого в отдельных случаях достигает 1.5%.

Количество продуктов деления зависит от типа реактора и вида топлива и может составлять до 50% от свежих загруженных. На практике предел облучения природного или слабообогащенного урана соответствует глубине выгорания не более 10–30% от исходного количества делящегося нуклида, иногда — выше, но никогда не 100%.

Под **выгоранием** понимается отношение числа выгоревших атомов к полному числу атомов. Если реактор работает на природном уране, в котором ^{235}U содержится всего 0.72%, то из этого количества делятся не все ядра ^{235}U , а только часть из них, например 40%. В этом случае выгорание составит 0.29% общего числа атомов (2.9 кг на 1 т загружаемого урана).

Выгорание можно выражать числом актов деления в единице объема сердечника **тепловыделяющего элемента** (ТВЭЛа) (деление/см³) или же количеством тепла, выделенного за время облучения в единице массы загруженного ядерного горючего (МВт·сут/т). Число молекул, содержащихся в 1 см³ вещества: $N = \frac{A\rho}{M}$, где A — число Авогадро (6.022·10²³ частиц/моль); ρ — плотность вещества, г/см³; M — молекулярный вес вещества, г/моль. Таким образом, зная плотность и молекулярный вес горючего, легко установить, что выгоранию атомов на 1% соответствует: $\mu_0 = 6.022 \cdot 10^{21} \rho \cdot M^{-1}$ делений в 1 см³ горючего.

Соотношение между числом делений в 1 см³ вещества, содержащего делящийся изотоп, и энергетическим выражением выгорания определяется формулой:

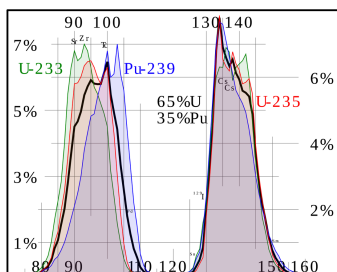
$$W = 3.7 \times 10^{-16} \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\text{МВт} \cdot \text{сут}}{\text{т}} \right)$$

В случае применения быстрых нейтронов изотопный состав плутония, накопившегося в ТВЭЛах, не создает особенных трудностей, так как ^{240}Pu является лучшим поглощающим материалом по сравнению с ^{238}U , а ^{241}Pu — лучшим делящимся материалом по сравнению с ^{235}U . Поэтому в энергетических реакторах глубина выгорания топлива определяется в зависимости от степени обогащения ядерного топлива плутонием и продуктами деления, поглощающими нейтроны.

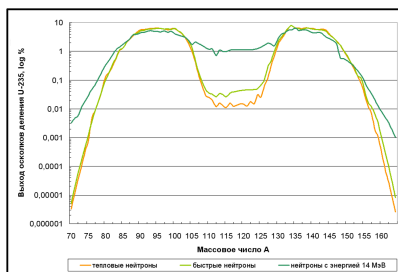
Продукты деления, образующиеся при облучении делящегося материала тепловыми нейтронами, представляют собой элементы с массовыми числами от 72 до 161, т. е. от цинка и до диспрозия. Акт деления, как правило несимметричен: получаются новые элементы с наиболее вероятным соотношением масс 2:3, например 93 и 140. Легкие и тяжелые продукты деления образуются в 99% деления ядер (**Рисунок 38**).

Кривые симметричны по отношению к массовому числу, равному 117. В результате деления образуются две группы элементов-продуктов деления: легкие с массовыми числами от 72 до 110 и тяжелые с массовыми числами от 125 до 161. Симметричное деление ядра на два осколка с примерно равными массовыми числами (110–125) происходит крайне редко (не более 1% случаев для быстрых нейтронов).

Массовое распределение осколков



Зависимость от энергии нейтронов



Источник изображения: https://ru.ruwiki.ru/wiki/Деление_ядра

Рисунок 38. Распределение осколков деления в зависимости от их массы, природы материнского нуклида и энергии бомбардирующих нейтронов.

Только очень немногие продукты деления стабильны, остальные нестабильны и являются β^- -излучателями вследствие того, что при делении тяжёлого ядра осколки имеют примерно то же самое соотношение $\frac{Z}{N}$, что и материнский нуклид, а для более лёгких ядер «оптимальным» соотношением протонов к нейтронам является меньшее относительное количество нейтронов. Часто их распад сопровождается интенсивным γ -излучением. Периоды полураспада начальных ядер продуктов деления в большинстве случаев очень коротки. По мере распада последующие ядра становятся все более устойчивыми. Таким образом, продукты деления дают начало радиоактивным цепочкам β^- -распада. В среднем каждая пара новых элементов, образующихся при делении, испытывая в среднем около пяти β^- -распадов, приводит к возникновению пяти-шести

радиоактивных ядер с периодом полураспада, меньшим нескольких недель. При работе ядерного реактора в течение этого времени короткоживущие изотопы должны распадаться столь же быстро, как и образовываться при делении.

В результате деления ядер и последующего распада осколков в ядерном топливе образуется около 180 радиоактивных нуклидов. Периоды полураспада продуктов деления очень различны: от миллисекунд до миллионов лет.

Каждому максимуму на кривых соответствуют девять наиболее распространенных элементов: **первому максимуму** — нуклиды криптона, стронция, иттрия, циркония, ниобия, молибдена, технеция, рутения и родия (38.5%); **второму максимуму** — нуклиды теллура, иода, ксенона, цезия, бария, церия, празеодима, неодима и самария (32.8%). В сумме эти 18 элементов составляют 71.3% общей массы продуктов деления.

6.2. Классификация реакторов

Ядерный (атомный) реактор — устройство, в активной зоне которого осуществляется контролируемая самоподдерживающаяся цепная реакция деления ядер некоторых тяжелых элементов под действием нейтронов.

Реакторы можно классифицировать различными способами:

- по характеру использования (энергетический, исследовательский и т. д.);
- по спектру нейтронов (на тепловых, быстрых, промежуточных);
- по типу активной зоны (гетерогенный, гомогенный).

Энергетические реакторы (для получения электроэнергии). К этому типу реакторов можно отнести:

- *электрические реакторы АЭС* (выработка тепловой энергии, преобразующейся с помощью турбогенераторов в электрическую),
- *электроэнергетические* (термоэлектрические или термоэмиссионные) ядерные реакторы (безмашинное преобразование тепловой энергии в электрическую);

- *высокотемпературные теплоэнергетические ядерные реакторы* (производство тепловой энергии для осуществления различных химических реакций, опреснения морской воды или получения энергоносителей, например, водорода);
- *теплоэнергетические ядерные реакторы* (производство тепловой энергии на атомных станциях теплоснабжения, предназначены для промышленной и бытовой теплофикации).

К энергетическим реакторам относятся также судовые, или транспортные ядерные реакторы; реакторы ядерных ракетных двигателей; двухцелевые электроэнергетические реакторы-размножители, вырабатывающие тепловую энергию и ядерные материалы, которые могут быть использованы для производства нового ядерного топлива; термоэмиссионные реакторы-преобразователи космических ядерно-энергетических установок (в том числе — генерирующих лазерное излучение).

Реакторы для получения различных видов излучения. К этому типу реакторов относятся:

- *исследовательские* (источник нейтронного и γ -излучения для научных и технических целей, в частности облучения реакторных материалов);
- *промышленные* (производство делящегося плутония и радиоактивных изотопов);
- *облучательные* (обработка материалов нейтронным излучением в целях улучшения их свойств);
- *хемоядерные* (активационный анализ);
- *импульсные реакторы- γ -лазеры* (энергия излучения, включая энергию осколков деления, используется для накачки энергии в активное вещество лазеров).

По физическим признакам различают: (1) реакторы на тепловых и быстрых нейтронах (**Таблица 4**), (2) реакторы уранового, плутониевого или ториевого цикла, (3) реакторы-размножители (бридеры).

Таблица 4. Различия реакторов на тепловых и быстрых нейтронах

Реактор на тепловых нейтронах	Реактор на быстрых нейтронах
Делящиеся изотопы ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu	Пороговые изотопы ^{238}U , ^{232}Th
Основная часть делений вызывается нейтронами с энергией до 1 эВ	Основная часть делений вызывается нейтронами с энергией более 0.1 МэВ
Работоспособность на низкообогащенном и даже природном уране	Потребность в высокой степени обогащения — от 30% по ^{235}U
Объемное тепловыделение до $130 \text{ МВт}\cdot\text{м}^3$	Объемное тепловыделение $100\text{--}500 \text{ МВт}\cdot\text{м}^3$
Наличие замедлителя	Отсутствие замедлителя

Реактивность ядерного реактора. Реактивность — параметр, используемый для определения состояния реактора. Это мера возможного отклонения от условий критичности. При работе реактора изменение реактивности происходит в результате изменения температуры ядерного топлива и теплоносителя, выгорания ядерного топлива и образования продуктов деления, активно поглощающих нейтроны. Изменение реактивности при эксплуатации ядерного реактора компенсируется вводом и выводом поглотителей нейтронов.

Накопление поглощающих ядер в активной зоне отрицательно влияет на реактивность. Все осколки деления и их продукты распада подразделяют на две группы: (1) ядра с высоким сечением поглощения нейтронов и (2) все остальные.

Поглощение нейтронов ядрами первой группы называют **отравлением**, а поглощение нейтронов ядрами второй группы — **шлакованием** реактора.

Наиболее значимым нейтронным ядом в ядерном реакторе является ^{135}Xe , имеющий сечение захвата тепловых нейтронов,

равное 2.6×10^6 барн (для сравнения: для остальных ядер типичными являются сечения в единицы барн). ^{135}Xe образуется путем радиоактивного распада первичных осколков деления из иода-135. Выход ^{135}I составляет 5–6% числа всех разделившихся атомов. Во время работы реактора с большим нейтронным потоком количество находящегося в нем ^{135}Xe сохраняется на относительно низком уровне (при работе реактора на постоянной мощности устанавливается равенство между скоростью образования ксенона и его убылью за счёт β -распада до цезия-135 и реакции (n, γ) иода-135 с образованием иода-136), т. е. интенсивность процесса поглощения пропорциональна величине нейтронного потока. С остановкой реактора (нестационарный процесс, связанный с изменением плотности потока нейтронов) процесс сжигания ксенона прекращается, и количество ^{135}Xe начинает расти, поскольку ^{135}I продолжает распадаться. Поэтому после остановки реактора концентрация ^{135}Xe в ядерном топливе может значительно увеличиться и происходит отравление реактора, вследствие чего реактор в течение некоторого времени после остановки не может быть пущен вновь. Это явление получило название «**иодной ямы**».

6.3. Виды ядерного топлива и ядерных отходов

Ядерное топливо делится на два вида: (1) природное урановое, содержащее делящиеся ядра ^{235}U , а также сырьё ^{238}U , способное при захвате нейтрона образовывать плутоний ^{239}Pu ; (2) вторичное топливо, которое не встречается в природе, в том числе ^{239}Pu , получаемый из топлива первого вида, а также изотопы ^{233}U , образующиеся при захвате нейтронов ядрами тория ^{232}Th .

По химическому составу топливо может быть: металлическое, включая сплавы; оксидное (например, UO_2); карбидное (например, PuC_x); нитридное; смешанное ($\text{PuO}_2 + \text{UO}_2$).

Облученное ядерное топливо (ОЯТ) — извлеченные из активной зоны тепловыделяющие элементы или их группы, тепловыделяющие сборки ядерных реакторов атомных электростанций и других установок (исследовательских, транспортных и прочих).

В России принята концепция закрытого ядерного топливного цикла, предусматривающая переработку отработавшего ядерного

топлива с целью вернуть в цикл уран, вовлечь в топливный цикл плутоний, а также выделить те ценные компоненты, которые нарабатываются в реакторе под действием нейтронного излучения. Наиболее эффективным методом обращения с ОЯТ считается фракционирование: его конечная цель — сокращение объёма захораниваемых радиоактивных отходов (**Таблица 5**). Это достигается путём разделения радионуклидов по группам в зависимости от их радиотоксичности или варианта дальнейшего обращения (трансмутация, захоронение или использование).

Таблица 5. Радионуклиды, определяющие активность и токсичность облучённого топлива.

Временной интервал, годы	Определяющие радионуклиды
До 100	^{55}Fe , ^{58}Co , ^{59}Ni , ^{90}Sr , ^{106}Ru , ^{125}Sb , ^{134}Cs , ^{137}Cs , ^{144}Ce , ^{147}Pm , ^{154}Eu , ^{155}Eu , ^{60}Co
100–1000	^{151}Sm , ^{137}Cs , ^{59}Ni , ^{63}Ni
1000–10000	^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Am
$>10^4$	^{237}Np , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{243}Am , ^{14}C , ^{59}Ni , ^{93}Zr , ^{94}Nb , ^{129}I , ^{99}Tc , ^{239}Pu

Трансмутация является одним из вариантов радикального сокращения объёма радиоактивных отходов (РАО). Это процесс превращения долгоживущих изотопов в короткоживущие или стабильные путём облучения их в ядерных реакторах. В тонне ОЯТ реактора ВВЭР-1000 нарабатывается порядка 1% плутония. Минорные актиниды (например, америций и кюрий) составляют около десятой части от его количества. Они обладают высокой радиотоксичностью, выделяют много тепла, при этом у них большой период полураспада. Захоранивать их можно только в глубинные геологические формации, а такой практики в мире пока нет. Фракционирование позволяет осуществить переработку ОЯТ таким образом, чтобы выделить нептуний совместно с ураном и плутонием. При этом кюрий и америций после головного экстракционного цикла остаются в составе высокоактивного рафината — в водной фазе вместе с присутствующими в ОЯТ

продуктами деления. Из этого рафината их выделяют в две стадии: на первой жидкостной экстракции в отдельный поток выделяются америций, кюрий и часть редкоземельных элементов, а на втором — сорбционно-хроматографическим методом выделяют поток америция и поток кюрия. Без них активность образующихся отходов снижается до уровня среднеактивных и низкоактивных (они могут быть не остеклованы, а зацементированы, а после — размещены в приповерхностных пунктах захоронения, а это гораздо экономичнее, чем захоронение в глубоких геологических формациях).

В реакторе под действием быстрых нейтронов происходит деление минорных актинидов на осколки, которые представляют собой достаточно широкий спектр радиоактивных и стабильных изотопов. В целом потенциальная опасность этих осколков, по оценкам специалистов, значительно ниже, чем у исходных минорных актинидов. Несмотря на сходство в строении атомов, у минорных актинидов много различий (период полураспада, тип и энергия ионизирующего излучения). В качестве приоритетного варианта рассматривается утилизация изотопов америция в составе топлива ядерных реакторов с возможной добавкой нептуния-237. Изотопы кюрия предполагается выделять и хранить в случае твердо топливных реакторов из-за усложнения и удорожания технологий обращения с ядерным топливом. Однако их включение возможно в топливо перспективных реакторов типа ЖСР (жидкосолевого реактор) и ГТР (гибридный термоядерный реактор).

Источниками радиоактивных отходов АЭС являются: (1) процессы деления ядер топлива; (2) активация нейтронами различных материалов, присутствующих в активной зоне реактора и околореакторном пространстве; (3) активация продуктов коррозии конструкционных материалов, примесей теплоносителя и замедлителя, ядер самого топлива, воздуха приреакторных помещений.

Радиоактивные отходы АЭС с точки зрения их потенциальной опасности классифицируются по нескольким параметрам:

- *по уровням активности и тепловыделения, с определением количественных характеристик:* отходы высокого уровня активности, отходы среднего уровня активности, отходы низкого уровня активности, отходы очень низкого уровня активности;

- по периоду полураспада радионуклидов, который определяет время их потенциальной опасности: очень короткоживущие, короткоживущие, среднеживущие, долгоживущие;
- по характеру преобладающего излучения: α -излучатели, β -излучатели, β/γ -излучатели.

Исходя из этих параметров классификацию отходов от эксплуатации АЭС в общем случае можно представить следующим образом:

- *высокоактивные долгоживущие* РАО, характеризующиеся значительным α -, β -, γ -излучением, высокой радиотоксичностью, сохраняющейся сотни тысяч лет, большим тепловыделением (отработавшее топливо, отходы от его переработки);
- *среднеактивные долгоживущие* РАО со средними уровнями β -, γ -излучения, средней радиотоксичностью и тепловыделением, значительным α -излучением (фильтры, смолы, осадки, части оборудования);
- *низкоактивные долгоживущие* РАО с низкой β -, γ -активностью, незначительными тепловыделением и радиотоксичностью, значительным α -излучением (твердые отходы: сжигаемый мусор, металл, стекло, а также жидкие отходы от дезактивации оборудования);
- *среднеактивные короткоживущие* РАО со средним уровнем β -, γ -излучения, незначительной α -активностью (концентраты, осадки, реактивы, отказавшее оборудование);
- *низкоактивные короткоживущие* РАО с низкой α -, β -, γ -активностью, радиотоксичностью и тепловыделением (общий мусор, отходы от дезактивации оборудования, отслуживший инструмент).

Начальная ступень классификации — дифференцирование радиоактивных отходов согласно их физическому состоянию на твердые (ТРО), жидкие (ЖРО) и газообразные (ГРО).

Переработка отходов (**Рисунок 39**) направлена на повышение безопасности посредством изменения характеристик отходов. Примерами операций, составляющих эту стадию обращения, являются: прессование и сжигание (уменьшение объема), выпаривание, фильтрация или ионный обмен в жидких отходах (удаление радионуклидов), осаждение или флокуляция химических веществ (изменение состава). Часто некоторые из этих процессов используются в сочетании друг с другом для повышения общей эффективности обработки.



Рисунок 39. Переработка РАО.

Кондиционирование РАО состоит из операций, в процессе которых они переводятся в форму, обладающую химической, термической и радиационной устойчивостью и сохраняющую стабильность в процессе перемещения, перевозки, хранения и захоронения. Операции перевода отходов в твердую форму посредством их отверждения, включения в какую-либо матрицу или заключение в герметичные оболочки определяются термином **иммобилизация**. Имобилизованные отходы в свою очередь могут упаковываться в различные контейнеры, начиная от обычных 200-литровых стальных бочек до толстостенных контейнеров сложной конструкции.

В настоящее время наиболее распространенными методами иммобилизации являются отверждение ЖРО низкого и среднего уровней активности путем включения их в цемент (цементирование)

или битум (битумирование), а также помещение высокоактивных ЖРО в стеклянную матрицу (остекловывание). Обработка и кондиционирование зачастую проводятся в тесной взаимосвязи. Между различными стадиями или в рамках нескольких стадий могут происходить хранение и перевозка РАО (эти стадии на схеме не указаны).

Хранение осуществляется с учетом классификационной сортировки отходов и возможности их изъятия и передачи на переработку или захоронение. Тип и конструкция инженерного сооружения для хранения РАО должна соответствовать характеристикам отходов и их упаковок. Временное хранение РАО в течение достаточно длительного времени для снижения уровня радиоактивности направлено на упрощение и повышение эффективности последующей обработки отходов.

Захоронение — заключительная стадия обращения с радиоактивными отходами, заключающаяся в локализации отходов без намерения их изъятия в специально оборудованном хранилище-могильнике при соответствующем обеспечении безопасности, долгосрочном наблюдении за хранилищем и техническом обслуживании. Захоронение предусматривает создание многобарьерной системы изоляции, т. е. сооружение вокруг РАО системы естественных и инженерных барьеров, препятствующих выходу радионуклидов в окружающую среду.

Методы переработки РАО. Способы переработки РАО зависят от их агрегатного состояния: твёрдого, жидкого и газообразного.

Твердые радиоактивные отходы. Для уменьшения объема горючие ТРО сжигают в специальных печах, оборудованных фильтрами, не допускающими выбросов радионуклидов в окружающую среду. Коэффициент сокращения объема при сжигании составляет от 50 до 100 для горючих ТРО. Негорючие ТРО подвергают дроблению и прессованию для уменьшения объема. Далее ТРО помещают в стальные емкости и заливают цементным раствором (кондиционирование). В таком связанном виде ТРО пригодны для дальнейшего длительного хранения или захоронения на специально отведённых для этого площадках. Высокоактивные отходы хранятся отдельно от низко- и среднеактивных отходов. Помимо сжигания ТРО можно использовать пиролитические методы, которые позволяют в 90 раз сократить первичный объем ТРО, или остекловывание.

Жидкие радиоактивные отходы. В связи с особенностями конструкции и управления водо-водяными реакторами (ВВЭР, PWR), на АЭС с такими реакторами образуется большое количество жидких радиоактивных отходов (~30–40 тыс. м³/год), часть которых относится к категории проблемных для обработки, так как имеет сложный химический и изотопный состав.

По удельной активности и радионуклидному составу жидкие радиоактивные отходы делятся на низко-, средне- и высокоактивные. По физическим и химическим свойствам в зависимости от агрегатного состояния на гомогенные и гетерогенные; на органические (масла, эмульсии масел в воде, растворы ПАВ), неорганические, в том числе малосолевые водные растворы (с концентрацией солей менее 1 г/л), высокосолевые водные растворы (с концентрацией солей более 1 г/л). Радиоактивные водные растворы представляют более 99% всех образующихся ЖРО.

Переработка ЖРО направлена на решение двух главных задач: очистки основной массы отходов от радионуклидов и концентрирования последних в минимальном объеме. Для этого используют термические, сорбционные, мембранные методы, включающие фильтрацию, соосаждение и коагуляцию осадков и взвесей, ионный обмен, осмос и обратный осмос, упаривание растворов и т. д. Однако ни один из известных методов в отдельности не обеспечивает эффективной очистки, они обычно применяются комплексно. Поэтому система очистки ЖРО на станции представляет собой последовательную цепочку различных установок.

Газообразные радиоактивные отходы. ГРО образуются во всех эксплуатационных режимах работы АЭС, включая проектные аварии. Это газы, аэрозоли, дымы и туманы, содержащие в своем составе радионуклиды (инертные радиоактивные газы — аргон, ксенон, криптон, а также иод, тритий, ¹⁴C, аэрозольные выбросы изотопов стронция ⁸⁹Sr, ⁹⁰Sr, цезия ¹³⁴Cs, ¹³⁷Cs и др.).

Наиболее значительную роль в формировании радиационной обстановки в районе размещения АЭС играют инертные радиоактивные газы (ИРГ) и изотопы иода. Реактор типа ВВЭР образует в год при нормальной эксплуатации около $1.48 \cdot 10^{15}$ Бк газообразных радиоактивных отходов.

С целью максимального снижения выхода радиоактивных веществ, содержащихся в газообразных радиоактивных отходах АЭС,

в окружающую среду используются фильтры, адсорберы, барботеры в вытяжных системах спецвентиляции помещений, а также в технологических линиях, по которым осуществляется контролируемый сброс газообразных радиоактивных отходов. Перед выбросом в атмосферу газообразные отходы вначале подвергаются выдержке для уменьшения активности за счет распада короткоживущих нуклидов.

Для очистки отходящих газов АЭС с реакторами ВВЭР используется адсорбционный метод очистки (динамическая адсорбция криптона и ксенона), для удаления короткоживущих радионуклидов — хроматографические системы, основанные на задержке радионуклидов в угольном адсорбере в течение времени, достаточного для их распада, изотопы иода удаляют адсорбцией на активированном угле хемисорбцией. Твёрдые частицы улавливаются с помощью фильтров из синтетических волокон или из стекловолокна. Очищенный газ выбрасывается в атмосферу. Выбросы из вентиляционных труб смешиваются с большими объемами воздуха и рассеиваются на очень большой площади, заметно не увеличивая при этом радиоактивный фон.

6.4. Задачи

Семинар 7. Ядерная энергетика.

В качестве источников питания для автоматических межпланетных станций и иных приборов, замена аккумуляторов в которых невозможна, обычно используют РИТЕГи на основе плутония-238 или стронция-90. Предложите альтернативные радионуклиды, рассчитайте их необходимую массу для решения следующих задач, а также предложите рациональные пути их получения. По возможности, рассмотрите альтернативные подходы к решению задач. Решение необходимо представить в виде краткого доклада и презентации.

1) Предполагается создание АМС для отправки на дальние рубежи Солнечной системы. Активная фаза миссии начнётся через 8 лет после запуска аппарата, и для обеспечения электропитанием всех приборов необходима минимальная тепловая мощность РИТЭГа, равная 2.0 кВт. Активная фаза миссии продлится 3 года. Затем предполагается 10-летняя сопроводительная миссия, предполагающая последовательное отключение приборов. Для

обеспечения работы минимального количества оборудования необходима тепловая мощность РИТЭГа, равная 1.4 кВт.

2) Предполагается отправка автономного исследовательского зонда на южный полюс Земли со сроком службы 15 лет. Для обеспечения электропитанием всех исследовательских приборов требуется тепловая мощность РИТЭГа, равная 1.5 кВт. Для поддержания рабочей температуры внутри зонда требуется тепловая мощность 2.5 кВт. В случае нештатной ситуации, способной привести к разгерметизации РИТЭГа, должен быть нанесён минимальный экологический ущерб.

7. РАДИОЭКОЛОГИЯ

В предыдущей главе обсуждалось использование *природного* радионуклида урана-235 с целью получения энергии. В этой главе вопрос о нахождении радионуклидов в природе будет рассмотрен более широко. В частности, в этой главе будут рассмотрены три типа радионуклидов, находящихся в природе, и условно поделённых по типу их поступления в окружающую среду. Их можно подразделить на: (1) первичные радионуклиды, (2) космогенные радионуклиды и (3) техногенные радионуклиды. Первые два типа радионуклидов в совокупности с космическим излучением создают *естественный* радиационный фон, в котором мы существуем. Вопрос биологического действия излучений рассматривается в девятой главе и в рамках этой главы не приводится.

7.1. Первичные радионуклиды

Первичными радионуклидами называются те радионуклиды, которые образовались одновременно с Солнечной системой и Землёй (а если быть ещё точнее, даже раньше) и сохранились до наших дней вследствие очень больших периодов полураспада, сравнимых с возрастом нашей планеты. К таковым относятся ^{238}U ($T_{1/2} = 4.5$ млрд лет), ^{235}U ($T_{1/2} = 0.704$ млрд лет) и ^{232}Th ($T_{1/2} = 14.1$ млрд лет; условно происходящий из ^{236}U), а также продукты их распада, составляющие, так называемые радиоактивные ряды (**Рисунки 40 и 41**). Есть в природе, однако, и отдельные радионуклиды, не относящиеся к таким рядам: ^{40}K ($T_{1/2} = 1.3$ млрд лет), ^{87}Rb ($T_{1/2} = 48$ млрд лет), ^{176}Lu ($T_{1/2} = 37$ млрд лет), ^{187}Re ($T_{1/2} = 41.2$ млрд лет), а также серия условно радиоактивных нуклидов, период полураспада которых превышает 100 млрд лет, например, ^{209}Bi .

По большому счёту, в процессе эволюции Вселенной гипотетически могли быть созданы все возможные вариации нуклидов, однако в Солнечной системе сохранились лишь все стабильные нуклиды и несколько долгоживущих радионуклидов, перечисленных выше. Для более общего понимания процессов, приведших к этой ситуации необходимо рассмотреть процесс эволюции звёзд.

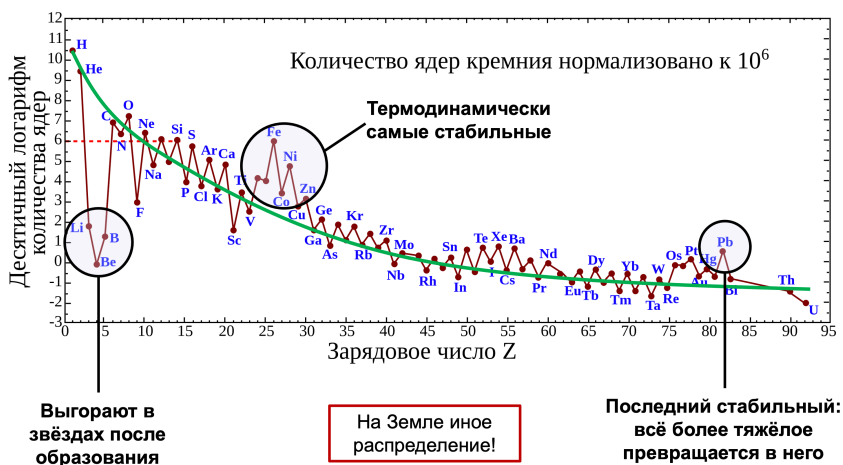
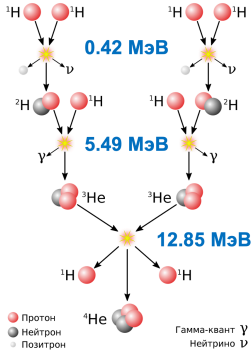


Рисунок 42. Характер распространности нуклидов относительно кремния в зависимости от зарядового числа (количество кремния условно приравнено к 10^6) в Солнечной системе.

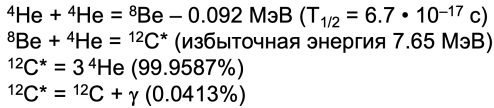
Детальные расчеты показали, что, руководствуясь моделью Большого Взрыва, невозможно объяснить образование элементов тяжелее Li: получается, что на начальном этапе эволюции Вселенной в термоядерных реакциях образовались лишь самые легкие атомные ядра — изотопы водорода, гелия и лития. Более тяжелые ядра образовались лишь через миллиарды лет после Большого взрыва в процессе звездной эволюции.

В 1938 году Бете и Вайцеккер независимо друг от друга предложили CNO-цикл в качестве одного из путей образования гелия из водорода в звёздах. Он начинается с ядра углерода и сводится к последовательному добавлению 4-х протонов с образованием ядра ^4He (**Рисунок 43**). Ядро ^{12}C здесь играет роль катализатора синтеза ядер ^4He и, таким образом, как только начинает образовываться ^{12}C , начинается термоядерная *каталитическая* реакция выгорания водорода.

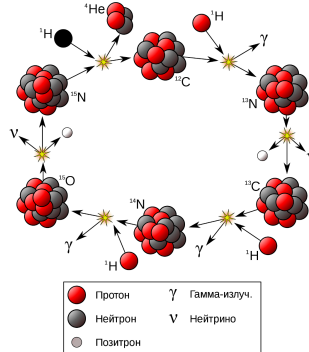
90% жизни звезды:



10% жизни звезды:



СНО-цикл (каталитическая термоядерная реакция):



Источник изображений: https://ru.wikipedia.org/wiki/Ядерные_реакции_в_звёздах

Рисунок 43. Базовые процессы звёздного нуклеосинтеза.

Общая схема процессов звездной эволюции, в которых происходит образование атомных ядер, сводится к следующим процессам.

1. Горение водорода. В результате этого процесса образуются ядра ${}^4\text{He}$ (pp-цикл). Основная реакция этого цикла $p + p \rightarrow D + e^+ + \nu$ — процесс слабого взаимодействия, протекающий очень медленно. Сечение этой реакции на 20 порядков меньше, чем сечения других ядерных взаимодействий. Цикл включает в себя три стадии. Вначале два протона, имеющие достаточно энергии, чтобы преодолеть кулоновский барьер, сливаются, образуя дейтрон, позитрон и электронное нейтрино; затем дейтрон сливается с протоном, образуя ядро ${}^3\text{He}$; наконец, два ядра атома гелия-3 сливаются, образуя ядро атома гелия-4 (**Рисунок 43**, слева). К горению водорода относится в том числе и CNO-цикл.

2. Горение гелия. После того, как в недрах звезды водород превратится в гелий, она сжимается, температура повышается и

начинается горение гелия. В результате реакции: $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$ образуются ядра ^{12}C . Реакция идёт в два этапа: сначала происходит образование нестабильного изотопа бериллия-8, а затем — возбуждённого ядра $^{12}\text{C}^*$. Эта реакция протекает с заметной скоростью только при высокой концентрации ядер ^4He . Другим фактором, способствующим протеканию этой реакции, является близость энергии второго возбуждённого состояния ядра углерода-12 (7.65 МэВ) к энергетическому выходу реакции (7.37 МэВ), таким образом, реакция имеет резонансный характер. Возбуждённое состояние углерода-12 также нестабильно и ядро $^{12}\text{C}^*$ в большинстве случаев распадается обратно на три альфа-частицы, но с вероятностью 0.0413(11)% излучает γ -квант и переходит в основное стабильное состояние ^{12}C .

3. α -Процесс. В результате последовательного захвата α -частиц ядрами лёгких элементов образуются ядра ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si ...

4. e-Процесс. При достижении температуры $5 \cdot 10^9$ К в звездах в условиях термодинамического равновесия протекает большое количество разнообразных реакций, в результате чего образуются атомные ядра вплоть до железа и никеля. Ядра с $A \sim 60$ — наиболее сильно связанные атомные ядра. Поэтому на них кончается цепочка ядерных реакций синтеза, сопровождающихся выделением энергии. В этих условиях реакции слияния ядер конкурируют с реакциями расщепления, в частности под действием γ -квантов, нейтрино, и протонов.

5. s-Процесс. Это процесс образования более тяжёлых атомных ядер из более лёгких путём последовательного захвата нейтронов. Исходным элементом в s-процессе служит изотоп железа ^{56}Fe . Последующий β^- -распад повышает порядковый номер образующихся атомных ядер. Характерное время протекания s-процессов много больше периода β^- -распада ("s" от slow), поэтому в них включаются либо стабильные ядра, либо β^- -радиоактивные ядра, имеющие большие периоды полураспада. При этом интервал времени между последовательными захватами нейтронов больше периодов β^- -распада.

6. r-Процесс. Если скорость последовательного захвата нейтронов гораздо больше скорости β^- -распада атомного ядра ("r" от rapid), то оно успевает захватить большое число нейтронов и лишь затем, в результате последовательной цепочки β^- -распадов,

превращается в стабильное ядро. Обычно считается, что γ -процессы происходят в результате взрывов сверхновых. Суть процесса — образование более тяжёлых ядер из более лёгких путём последовательного захвата нейтронов в ходе (n, γ) реакций. Захват нейтронов продолжается до тех пор, пока темп захвата нейтронов (n, γ) выше, чем темп распада изотопа. Затем атом претерпевает β^- -распад и захват нейтронов продолжается.

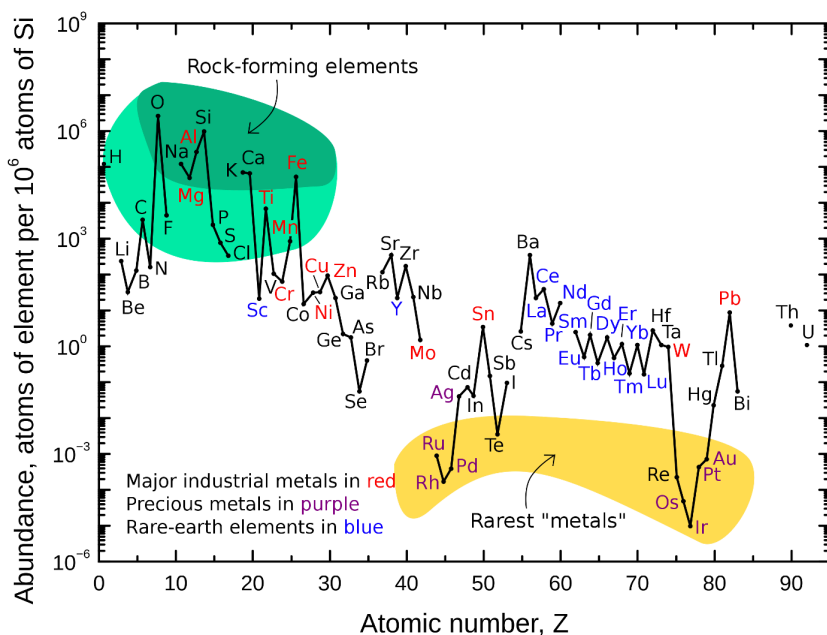
7. р-Процесс. Некоторые стабильные нейтронодефицитные ядра (так называемые «обойденные ядра»; всего 41 нуклид от ^{74}Se до ^{196}Hg) образуются в реакциях: захвата протона (p, n) , (p, γ) , фоторасщепления (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, слабого взаимодействия $e^+ + (A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + \nu_e$, скалывания. Необходимые для этого ускоренные протоны и α -частицы образуются при прохождении ударной волны в оболочке сверхновой. В ряде работ предложен механизм образования обойденных ядер под действием интенсивных потоков нейтрино в результате взрыва сверхновой: $\nu_e + (A+1, Z-1) \rightarrow (A+1, Z)^* + e^-$, $(A+1, Z)^* \rightarrow (A, Z) + n$. В результате захвата нейтрино и испускания электрона ядро $(A+1, Z)$ образуется в возбужденном состоянии с энергией возбуждения выше энергии отделения нейтрона в ядре $(A+1, Z)$. Тогда возможен распад ядра $(A+1, Z)$ из возбужденного состояния с испусканием нейтрона и образованием в конечном состоянии обойденного ядра (A, Z) .

8. X-Процесс. Образовавшись в звездах, ядра Li, Be, и B должны интенсивно разрушаться в реакциях под воздействием протонов. Сегодня считается, что эти ядра образуются в результате взаимодействия космических лучей с космической пылью. Достаточно хорошее согласие с наблюдаемыми распространенностями Li, Be и B даёт предположение, что эти ядра образуются в окрестностях сверхновых в результате следующего механизма: после вспышки сверхновой в её окрестности образуются вполне подходящие условия для ускорения легких заряженных ядер ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O до достаточно высоких энергий. В результате столкновения ускоренных легких ядер с протонами образуются изотопы Li, Be и B.

В результате всех этих процессов — в рамках нормальной эволюции звёзд (элементы до никеля) и после их смерти, сопровождаемой взрывом сверхновой (все более тяжёлые элементы) — образовались все возможные вариации нуклидов, наиболее нестабильные из которых в Солнечной системе к нашему времени превратились в стабильные продукты их распада. Количество

первичных радионуклидов в Солнечной системе и на Земле, в частности, со временем постепенно уменьшается; в общем случае в настоящее время их естественный синтез не происходит.

Стоит обратить внимание, что на Земле наблюдается иное распределение элементов по массам: вследствие того, что на этапе ранней эволюции Солнечной системы лёгкие элементы были унесены солнечным ветром к краям системы, на Земле довольно мало водорода и гелия (**Рисунок 44**). Именно поэтому внутри системы имеются небольшие каменные планеты, а на периферии находятся газовые гиганты, обогащённые лёгкими элементами.



Источник изображения: https://simple.wikipedia.org/wiki/Primordial_nuclide

Рисунок 44. Распространённость элементов в Земной коре.

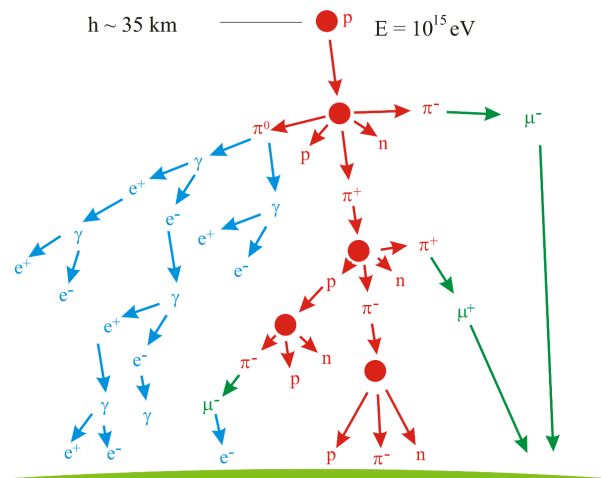
7.2. Космогенные радионуклиды

Космогенные радионуклиды, в отличие от первичных радионуклидов, постоянно образуются на Земле и всегда находятся в равновесной концентрации в окружающей среде (с небольшими флуктуациями). Космогенными они названы вследствие того, что образуются в результате бомбардировки высокоэнергетическим космическим излучением атомов и молекул, находящихся в верхних слоях атмосферы Земли или в верхних слоях горных пород. Здесь стоит обратить внимание на время и путь образования такого радионуклида: торий, привнесённый в окружающую среду упавшим космическим астероидом, будет являться *первичным* радионуклидом, а не космогенным, так как образовался ещё до начала эволюции Солнечной системы, но хлор-36, образовавшийся в этом астероиде вследствие бомбардировки калия-40 или кальция-40, содержащихся в нём, высокоэнергетическими протонами в космическом пространстве — космогенным радионуклидом.

Логичным было бы предположить, что космическое излучение, бомбардирующее верхние слои атмосферы с образованием новых нуклидов, излучается Солнцем. Тем не менее, космические лучи, ответственные за образование космогенных радионуклидов, в основном приходят к нам из глубин Вселенной (галактические и внегалактические космические лучи, более чем на 90% состоящие из протонов, на 9% из α -частиц, 1% ядер более тяжёлых частиц, позитронов, электронов и антипротонов), и лишь некоторая их часть рождается благодаря Солнцу во время мощных солнечных вспышек. Это связано с тем, что магнитное поле Земли эффективно предохраняет атмосферу от *относительно мягкой* Солнечной радиации, но не может эффективно экранировать *жёсткое* галактическое излучение.

При попадании *первичной* высокоэнергетической частицы в атмосферу Земли происходит генерация *вторичного* излучения (фотоны, лептоны и т. д.; **Рисунок 45**) и образуются радионуклиды. Наиболее распространёнными продуктами взаимодействия космических лучей при воздействии на атмосферу являются ядра трития, бериллия, углерода, изотопов натрия, магния, хлора и некоторые другие. Так как в космическом излучении отсутствуют нейтроны (они нестабильны и не успевают достигать Земли), то все нейтроны, образующиеся в атмосфере, являются вторичными: образуются путём реакций скалывания на ядрах азота, кислорода и

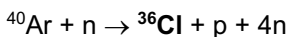
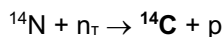
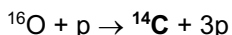
аргона (как наиболее распространённых элементов атмосферы), а также путём мюонного захвата (аналог электронного захвата, только происходящего с мюоном, имеющим массу 207 m_e и высвобождающем, соответственно, более 100 МэВ при поглощении — энергии, превышающую энергию связи нейтрона в ядре).



Источник изображения: <https://ru.wikipedia.org/wiki/Мюон>

Рисунок 45. Схема образования вторичного излучения.

Типичные реакции, обуславливающие постоянное образование космогенных радионуклидов, включают в себя:



На основе допущения о том, что концентрация космогенных радионуклидов является условно постоянной, разработаны многочисленные методы радиоизотопного датирования, измеряющие остаточное количество радионуклида и рассчитывающие время, когда изучаемая система перестала обмениваться веществом с окружающей средой (рассмотрены в следующей главе).

7.3. Техногенные радионуклиды

Техногенными радионуклидами называют любые нуклиды, созданные человеком. В нынешнее время законодательно регулируется порядок обращения с радиоактивными веществами с целью недопущения их попадания в окружающую среду. Однако, во второй половине 20 века ситуация была иной: в качестве целенаправленного истребления людей (Хиросима и Нагасаки), а также в качестве испытаний новых видов вооружения было взорвано в открытой местности более 1000 ядерных и термоядерных бомб. Так как каждый такой взрыв сопровождался образованием десятков и сотен килограммов радионуклидов, выбрасываемых в окружающую среду, в середине 20 века наблюдался повышенный уровень радиации во всех частях планеты. Содержание стронция-90 в костях людей и животных в несколько раз превышало нормальные значения, содержание трития в атмосфере возросло на 1–2 порядка, а избыточное поступление углерода-14 сделало невозможным радиоизотопное датирование объектов 20 века по этому нуклиду (впрочем, есть и иные причины, которые будут рассмотрены позже). Максимум этих испытаний приходился на два периода: 1954–1958 годы (испытания в Великобритании, США и СССР) и 1961–1962 годы (США и СССР).

Часть радиоактивного материала выпадает неподалеку от места испытания, какая-то часть задерживается в тропосфере, подхватывается ветром и перемещается на большие расстояния, оставаясь примерно на одной и той же широте. Находясь в воздухе в среднем около месяца, радиоактивные вещества во время этих перемещений постепенно выпадают на землю. Большая часть радиоактивного материала выбрасывается в стратосферу на высоту до 10–50 км и остается там многие месяцы, медленно опускаясь и рассеиваясь по всей поверхности Земного шара. Радиоактивные осадки содержат несколько сотен различных радионуклидов, но основной вклад в облучение человека дают только 2 из них — цезий-137 и стронций-90.

При нормальной работе ядерных установок выбросы радиоактивных материалов в окружающую среду очень невелики. Атомные электростанции являются лишь частью ядерного топливного цикла, который начинается с добычи и обогащения урановой руды. Следующий этап — производство ядерного топлива. Отработанное в АЭС ядерное топливо в некоторых странах (например, России)

подвергают вторичной обработке, чтобы извлечь из него уран и плутоний. Заканчивается цикл, как правило, захоронением радиоактивных отходов. На каждой стадии ядерного топливного цикла в окружающую среду попадают радиоактивные вещества.

Примерно половина всей урановой руды добывается открытым способом, а половина — шахтным. Добытую руду везут на обогатительную фабрику, обычно расположенную неподалеку. И рудники, и обогатительные фабрики служат источником загрязнения окружающей среды радиоактивными веществами. Если рассматривать лишь непродолжительные периоды времени, то можно считать, что почти все загрязнение связано с местами добычи урановой руды. Обогащенные же фабрики создают проблему долговременного загрязнения: в процессе переработки руды образуется огромное количество отходов-«хвостов». Эти отходы будут оставаться радиоактивными в течение миллионов лет.

Урановый концентрат, поступающий с обогатительной фабрики, подвергается дальнейшей переработке и очистке и на специальных заводах превращается в ядерное топливо. В результате такой переработки образуются газообразные и жидкие радиоактивные отходы, однако дозы облучения от них намного меньше, чем на других стадиях ядерного топливного цикла. Величина радиоактивных выбросов у разных реакторов колеблется в широких пределах: не только от одного типа реактора к другому и не только для разных конструкций реактора одного и того же типа, но также и для двух разных реакторов одной конструкции. Выбросы могут существенно различаться даже для одного и того же реактора в разные годы, потому что различаются объемы текущих ремонтных работ, во время которых и происходит большая часть выбросов. Люди, проживающие вблизи ядерных реакторов, получают бóльшие дозы, чем население в среднем, однако **эти дозы всё же не превышают нескольких процентов естественного радиационного фона.**

Нельзя не отметить многочисленные радиационные катастрофы, приводящие к распространению радиоактивных изотопов в окружающую среду. Некоторые из них рассмотрены ниже в следующем разделе.

7.4. Ядерные и радиационные аварии

МАГАТЭ определяет ядерную и радиационную аварию как событие, которое привело к значительным последствиям для людей, окружающей среды или объекта. В этой главе также используются следующие термины:

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

Ядерная авария на атомной станции — это авария, связанная с повреждением тепловыделяющих элементов, превышающим установленные пределы безопасной эксплуатации, и/или облучением персонала, превышающим допустимое для нормальной эксплуатации.

Влияние ядерных аварий стало предметом обсуждения с тех пор, как в 1954 году были построены первые ядерные реакторы. К настоящему времени произошло более 400 серьезных аварий и инцидентов в результате использования радиоактивных источников и ядерной энергии, из них более 130 — после Чернобыльской аварии. Диапазон представляющих интерес радиационных аварийных ситуаций весьма широк: от крупных аварийных ситуаций на реакторах и до аварийных ситуаций, связанных с утерянным или похищенным радиоактивным материалом. Аварии на предприятиях атомной энергии опасны тем, что могут повлечь за собой гибель людей и большие денежные затраты на восстановительные работы.

Серьезные аварии на АЭС:

- ✓ авария на SL-1 (1961 год),
- ✓ авария на острове Три-Майл-Айленд (1979 год),
- ✓ Чернобыльская авария (1986 год),
- ✓ авария на АЭС "Фукусима-дайити" (2011 год).

Серьёзные радиационные аварии:

- ✓ Кыштымская авария (1957),
- ✓ радиационная авария в Мехико (1962),
- ✓ авария в Гоянии (1987),
- ✓ аварии с медицинскими источниками ионизирующего излучения в Сарагосе (1990) и Коста-Рике (1996),
- ✓ многочисленные аварии на атомных подводных лодках.

Типы радиологических и ядерных аварийных ситуаций.

Рассматривая типы аварийных ситуаций, следует учитывать следующие основные аспекты: сценарии аварийной ситуации (характеризуются условиями и типом источника, вовлеченного в ситуацию), радиологические угрозы, формирующиеся в конкретном сценарии и уровни этих угроз.

Наиболее типичны: (1) обнаружение источника или радиоактивного загрязнения; (2) потеря или кража радиоактивного источника; (3) повреждение опасного источника или потеря защиты; (4) пожар, затрагивающий целостность радиоактивных источников; (5) распыление радиоактивных материалов в помещениях или общественных местах; (6) транспортная авария с радиоактивными источниками; (7) переоблучение.

Возникающие при этом радиологические угрозы: (1) внешнее облучение; (2) внутреннее облучение при вдыхании или проглатывании, выражающееся в различных негативных последствиях для здоровья; (3) загрязнение окружающей среды; (4) экономические потери; (5) социальный аспект происходящего; (6) политическая составляющая происходящего.

Реализация рассматриваемых сценариев возможна на таких объектах как: медицинские учреждения, промышленные объекты, научно-образовательные учреждения, склады или пункты пересечения границы (неправильно расположенный источник), в местах, где не должно быть радионуклидных источников, а также во время перевозки радиоактивных материалов, полевого применения радиоактивных источников.

Основные отличия ядерных и радиологических аварий.

Источники излучения используются во всем мире. Они имеют широкий диапазон мощности излучения: от мощных реакторов АЭС и исследовательских ядерных реакторов до портативных радиоизотопных источников ионизирующего излучения, применяющихся в медицине, сельском хозяйстве, промышленности, в системах энергоснабжения удаленных объектов. Они содержат цезий-137, кобальт-60, стронций-90, иридий-192, плутоний-238, плутоний-239, америций-241, радий-226, калифорний-252.

Несмотря на то, что суммарная активность источников ионизирующего излучения на несколько порядков меньше, чем, например, реакторов АЭС, они представляют большую потенциальную опасность для населения, чем крупные радиационно-опасные объекты. Аварии с радиационными источниками происходят чаще, чем аварии на реакторах, и, в отличие от аварий на реакторах, воздействие, как правило, ограничено небольшим числом людей.

Цели реагирования: (1) минимизация потенциальных угроз для здоровья, (2) постановка радиоактивных материалов под соответствующий контроль, (3) расследование инцидента.

ПРИМЕРЫ ЯДЕРНЫХ АВАРИЙ

Авария на АЭС «Три-Майл-Айленд» (ТМІ). Три-Майл-Айленд (Рисунок 46), США, 28 марта 1979 г.). Уровень по шкале **INES: 5**

Причина и механизм развития. На АЭС ТМІ эксплуатировались 2 реактора типа PWR (реактор с водой под давлением, от англ. pressurized water reactor). Причиной аварии на одном из них послужило своевременно не обнаруженная утечка теплоносителя и, как следствие, остановка охлаждения ядерного топлива. Официальные выводы комиссии по расследованию: исходной причиной явился отказ оборудования и последовавшие за этим ошибочные действия операторов.

Проведённые расчёты показали, что локальный участок в реакторе был в течение 30 минут разогрет до температуры 1100 °С, что привело к растеканию топлива из активной зоны реактора.



Источник изображения: https://ru.wikipedia.org/wiki/ФЭС_три-майл-айленд

Рисунок 46. АЭС «Три-Майл-Айленд».

Последствия:

- 50% активной зоны реактора было расплавлено,
- Помещения АЭС подверглись значительному радиоактивному загрязнению: уровень радиации во вспомогательных помещениях составлял от 50–50000 мкЗв/ч, а в герметичной оболочке — до 450000 мкЗв/ч.
- Радиационные последствия для населения и окружающей среды признаны незначительными, поскольку радиоактивный материал не распространился за пределы АЭС.
- Средняя доза облучения от радиации, полученная населением (порядка 2 миллионов человек) в результате аварии, составила не более чем 1% от годовой дозы, получаемой в результате фонового облучения и медицинского обслуживания.

Реагирование. Из зоны в радиусе 40 километров от станции было эвакуировано более 100 000 человек. В результате аварии ядерное топливо было расплавлено, а помещения и оборудование станции значительно загрязнены радиоактивными веществами. Официально удаление топлива со станции было завершено в 1990

году. Все извлечённое топливо было упаковано в специальные контейнеры и отправлено на захоронение в национальную лабораторию Айдахо. Начиная с 1993 года энергоблок №2 АЭС «Три-Майл-Айленд» находится в так называемом состоянии «сохранение под наблюдением». В помещениях станции до сих пор имеет место повышенный радиационный фон, обусловленный в основном остатками загрязнений в виде долгоживущих изотопов стронция-90 и цезия-137, оставшихся на поверхностях оборудования и строительных конструкций.

Извлечённые уроки. Уроки, извлечённые из аварии на АЭС Три-Майл-Айленд, заставили государственную комиссию по ядерному регулированию США изменить свои приоритеты. Если ранее деятельность комиссии была сосредоточена на выдаче лицензий, то после аварии значительное внимание стало уделяться постоянному надзору на действующих станциях. Стала проводиться систематическая оценка уровня эксплуатации, технического обслуживания и инженерного сопровождения АЭС.

Авария на Чернобыльской АЭС. Чернобыльская АЭС, Припять, Украина (УССР), 26 апреля – 6 мая 1986 г. Уровень по шкале INES: **7**

Причина и механизм развития. Авария произошла во время инженерных испытаний на низкой мощности, проводившихся на реакторе четвертого энергоблока. Нештатная, неустойчивая работа реактора привела к возникновению неконтролируемого скачка мощности, который вызвал ряд последовательных паровых взрывов, серьезно повредивших здание реактора и полностью разрушивших реактор.

Последствия. 31 смертельный исход: 2 от взрыва, 1 от сердечного приступа, 28 от радиации (максимальное облучение 16 Зв); 238 острых лучевых поражений; дополнительные хронические лучевые поражения (в первую очередь — щитовидной железы) с 4000 избыточными смертями от рака щитовидной железы.

Выбросы радионуклидов из поврежденного реактора происходили главным образом в течение десятидневного периода, но с неодинаковой интенсивностью. С радиологической точки зрения наиболее важными радионуклидами, которые необходимо учитывать, являются ^{131}I (в краткосрочной перспективе) и ^{137}Cs (в долгосрочной

перспективе), поскольку с ними связана большая часть облучения, полученного в целом населением.

Три основных зоны радиоактивного загрязнения находятся в Беларуси, Российской Федерации и Украине (**Рисунок 47**). В общей сложности в бывшем Советском Союзе были загрязнены территории площадью приблизительно 150 000 км². На этих территориях проживают приблизительно пять миллионов человек.

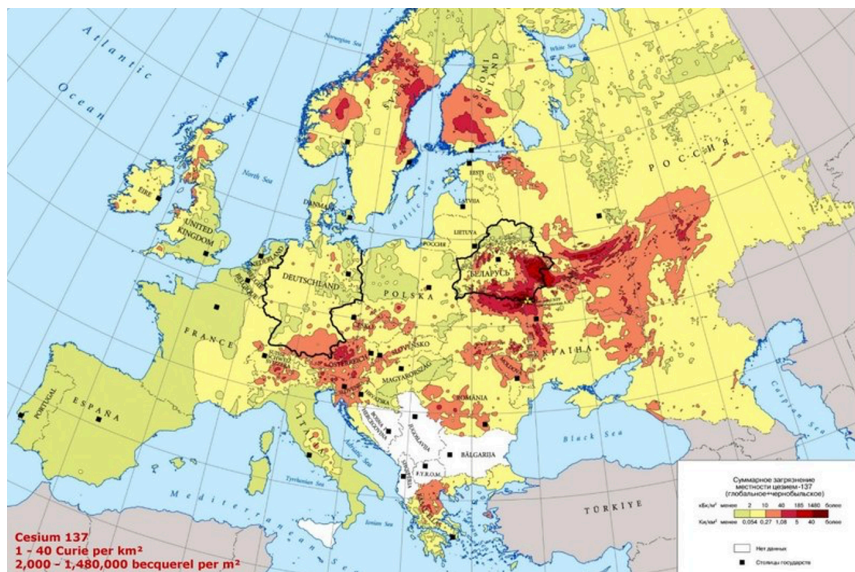


Источник изображения: https://ru.wikipedia.org/wiki/Зона_отчуждения_Чернобыльской_АЭС

Рисунок 47. Области радиационного загрязнения после аварии на ЧАЭС на территории стран бывшего СССР.

Вне бывшего Советского Союза имелось много зон в северной и восточной Европе с плотностью выпадений ^{137}Cs в диапазоне 37–200 кБк/м². Площадь этих зон составляет 45 000 км² или около одной трети площади загрязненных зон в бывшем Советском Союзе (**Рисунок 48**).

Реагирование. В первые дни основные усилия были направлены на снижение радиоактивных выбросов из разрушенного реактора и предотвращение ещё более серьёзных последствий. Существовали опасения, что из-за остаточного тепловыделения в топливе, остающемся в реакторе, произойдёт расплавление активной зоны ядерного реактора. Были приняты меры для того, чтобы предотвратить проникновение расплава в грунт под реактором. Для предотвращения заражения грунтовых вод и реки Днепр в грунте вокруг станции была сооружена защитная стена, глубина которой местами доходила до 30 метров, были отсыпаны дамбы на реке Птипять.



Источник изображения: <https://kotlasmuzei.ru/images/cher24.jpg>

Рисунок 48. Последствия радиационного загрязнения после аварии на ЧАЭС в мировом масштабе.

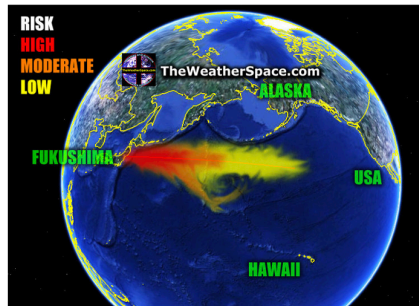
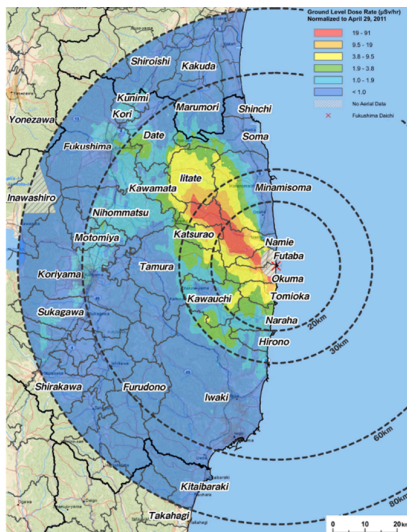
Затем начались работы по очистке территории и захоронению разрушенного реактора. Вокруг 4-го блока был построен бетонный «саркофаг» (объект «Укрытие», построен в июле–ноябре 1986 года). Так как было принято решение о запуске 1-го, 2-го и 3-го блоков станции, радиоактивные обломки, разбросанные по территории АЭС и на крыше машинного зала, были убраны внутрь саркофага или забетонированы. В помещениях первых трёх энергоблоков проводилась дезактивация.

Извлечённые уроки. После катастрофы встал вопрос о модернизации всех реакторов РБМК, что и было сделано в последующие годы. Работающие сейчас реакторы РБМК-1000 будут постепенно выведены из эксплуатации. Чернобыльская катастрофа заставила пересмотреть регламенты эксплуатации реакторов и ужесточить требования ядерной безопасности, которые были введены только после 1986 г. Мировая атомная энергетика стала одной из самых высокотехнологичных отраслей. Особое внимание уделяется безопасности, надежности техники и подготовке персонала. Во многом это произошло из-за аварии на Чернобыльской АЭС.

Авария на АЭС «Фукусима-дайти». АЭС "Фукусима-дайти", Футаба, префектура Фукусима, остров Хонсю, Япония, 11 марта – 14 апреля 2011 г. Уровень по шкале INES: **7**

Причина и механизм развития. АЭС не была спроектирована с учетом большого цунами. Сильное землетрясение и цунами вызвали разрушение линий электропередач и резервных генераторов. Как только установки были отключены от внешнего источника и генераторы были затоплены, произошла катастрофическая авария, связанная с тепловым спадом, что привело к серьезным повреждениям реакторной установки, включая плавления и взрывную потерю защитной оболочки реактора.

Последствия. 17 травм: 15 от механических или термических воздействий взрывов, 2 от локального облучения. По состоянию на 2014 год оценка общего количества радиоактивных выбросов составила 340–780 ПБк, причем 80% приходится на Тихий океан (**Рисунок 49**). Радиация продолжает поступать в Тихий океан через подземные воды и её уровни, превышающие годовые пределы, распространяются более чем на 60 километров к северо-западу и 40 километров к юго-юго-западу.



Источники изображений: https://origins.osu.edu/sites/default/files/4-9-map1336_0.png
<http://www.sakshiro.vniro.ru/page/fukushima/>

Рисунок 49. Ситуация с радиационной обстановкой в зоне аварии на момент 11 марта 2011 года.

Реагирование. Зона отчуждения составила 20 км (30 км добровольно), простирающиеся на северо-запад до 45 км в направлении по ветру до Иитате, Фукусима. Общее количество перемещённого населения составила 154 000 человек. Холодная остановка (безопасное состояние ядерного реактора, когда он заглушен при низком давлении и низкой температуре охлаждающей воды) объявлена 16 декабря 2011 года, но вывод из эксплуатации, вероятно, займет от 30 до 40 лет. Все топливные стержни в реакторе 4 бассейна удалены. Устранение последствий аварии продолжается до сих пор.

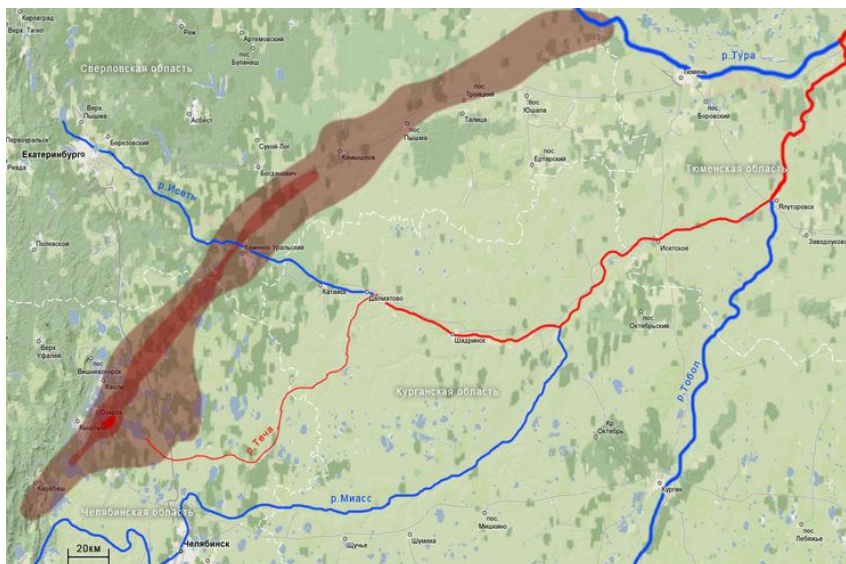
Извлечённые уроки. Авария на АЭС "Фукусима-дайти" выявила опасность создания нескольких блоков ядерных реакторов рядом друг с другом. Эта близость вызвала параллельные аварии с цепной реакцией, которые привели к взрывам водорода, выбившим крыши зданий реактора и испарению воды из открытых бассейнов отработавшего топлива — то есть привели к развитию ситуации, которая была потенциально более опасной, чем потеря самого охлаждения реактора.

ПРИМЕРЫ РАДИОЛОГИЧЕСКИХ АВАРИЙ

Кыштымская авария. Комбинат «Маяк», Озёрск, СССР. 29 сентября 1957 г. Уровень по шкале INES: **6**

Причина и механизм развития. Из-за выхода из строя системы охлаждения произошёл взрыв ёмкости объёмом 300 м³, где содержалось около 80 м³ высокорadioактивных ядерных отходов.

Последствия. В атмосферу было выброшено около 20 млн Ки (7.4·10¹⁷ Бк) радиоактивных веществ. Часть радиоактивных веществ была поднята взрывом на высоту 1–2 км и образовала облако, состоящее из жидких и твёрдых аэрозолей. В течение 10–12 ч радиоактивные вещества выпали на протяжении 300–350 км в северо-восточном направлении от места взрыва (по направлению ветра). Сам город не пострадал, 90% радиационных загрязнений выпали на территории химкомбината «Маяк», а остальная часть рассеялась дальше. Территория, которая подверглась радиоактивному загрязнению в результате взрыва на химкомбинате, получила название Восточно-Уральский радиоактивный след (ВУРС; **Рисунок 50**).



Источник изображения: <https://dzen.ru/a/ZBXZqehFzGNaoscy>

Рисунок 50. ВУРС на карте региона.

Общая протяжённость ВУРСа составляла примерно 300 км в длину при ширине 5–10 километров. На этой площади почти в 20 000 км² проживало около 270 тысяч человек, из них около 10 тысяч человек оказались на территории с плотностью радиоактивного загрязнения свыше 2 Ки ($7.4 \cdot 10^{10}$ Бк) на квадратный километр по стронцию-90 и 2100 человек — с плотностью свыше 100 Ки ($3.7 \cdot 10^{12}$ Бк) на квадратный километр.

Реагирование. В ходе ликвидации последствий аварии 23 деревни из наиболее загрязнённых районов с населением от 10 до 12 тысяч человек были отселены, а строения, имущество и скот уничтожены. Для предотвращения разноса радиации в 1959 году решением правительства была образована санитарно-защитная зона на наиболее загрязнённой части радиоактивного следа, где всякая хозяйственная деятельность была запрещена, а с 1968 года на этой территории образован Восточно-Уральский государственный заповедник.

Извлечённые уроки. После Кыштымской аварии советские учёные усилили разработку технологии переработки высокоактивных атомных отходов методом остекловывания. В 1987 году на заводе «Маяк» эта технология поставлена на промышленную основу.

Радиационная авария в Гоянии. Гояния, штат Гояс, Бразилия, 1987 год.

Причина и механизм развития. Оставлено без присмотра устройство для лучевой терапии, содержащее источник на основе радиоактивного цезия — 50.9 ТБк Cs-137 (растворимый хлорид цезия в капсуле); устройство было разобрано.

Последствия. Полученная эффективная доза — до 7 Гр. 129 человек получили облучение: 4 человека умерли. Поступление радиоактивных веществ в организм и внешнее облучение привели к тому, что 21 человек получил дозы более 1 Гр, у 19 имелись повреждения кожи. Из 129 человек 79 человек с низкими дозами облучения всего тела, установленными с помощью цитогенетических методов, прошли амбулаторное лечение; остальным 50 лицам потребовалось тщательное медицинское наблюдение; 30 из них оставались под медицинским наблюдением в отделении первой помощи, а еще 20 были госпитализированы в отделение специализированной медицинской помощи.

Серьезно пострадала экономика города и штата. Продукция, производимая в Гоянии, не находила сбыта — покупатели боялись радиации. Обрушилась туристическая индустрия не только города, но и штата. Это привело к сокращению валового национального продукта в Гоясе на 15%. Потребовалось более пяти лет, чтобы достичь его прежнего уровня.

Реагирование. Местные власти эвакуировали жителей (110 000 человек) из загрязненных зон на футбольный стадион для дозиметрического контроля. Лица, имевшие лишь внешнее радиоактивное загрязнение, были подвергнуты дезактивации. На основе информации, полученной от обследованных лиц, были определены загрязненные площадки. Некоторые места имели высокий уровень радиоактивного загрязнения. Были снесены семь построек (**Рисунок 51**).

Были дезактивированы 45 общественных объектов (включая улицы, площади и магазины). Радиоактивное загрязнение было также обнаружено приблизительно на 50 транспортных средствах. Выполнение программы дезактивации заняло шесть месяцев. Суммарный объем удаленных отходов составил 3500 м³.



Источник изображения: <https://habr.com/ru/companies/timeweb/articles/669596/>

Рисунок 51. Фотография с места работы ликвидаторов последствий аварии.

Радиологическая авария в Майапури. Майапури, Нью-Дели, Индия, 12 марта–апрель 2010 г.

Причина и механизм развития. Источник кобальта-60 был ненадлежащим образом утилизирован исследовательским учреждением в нарушение национальных правил радиационной защиты и безопасности радиоактивных источников. Аппарат был продан торговцам ломом, которые демонтировали оборудование.

Последствия. Семь человек получили радиационные повреждения, и один человек погиб. Пять человек проходили лечение в больнице Всеиндийского института медицинских наук, Нью-Дели, страдали от гематологической формы острого лучевого синдрома и локального лучевого поражения кожи. Четыре из них, подвергшись воздействию доз 0.6–2.8 Гр, выжили после интенсивного или поддерживающего лечения, пациент с наибольшим воздействием (3.1 Гр) скончался из-за острого респираторного дистресс-синдрома и полиорганной недостаточности.

Извлечённые уроки. Инцидент подчеркивает существующие пробелы в знаниях, инфраструктуре и законодательстве в области обращения с радиоактивными материалами. Медицинским учреждениям необходимо разработать индивидуальные руководства по сортировке и управлению, чтобы немедленно реагировать на будущие публичные радиологические аварии.

8. ПРИКЛАДНАЯ РАДИОХИМИЯ

8.1. Радиоизотопное датирование

Под радиоизотопным датированием понимается совокупность методов определения возраста объектов, в составе которых есть радиоактивные изотопы. Технически подход сводится к определению доли радиоактивных ядер, которые успели распасться в образце к настоящему моменту времени.

С течением времени материнский радиоактивный изотоп превращается в радиогенный дочерний (стабильный или радиоактивный). Уменьшение числа радиоактивных ядер N_M со временем определяется формулой:

$$N_M(t) = N_{M0}e^{-\lambda t}$$

где N_{M0} — количество радиоактивных ядер в начальный момент времени, λ — постоянная распада изотопа N_M , то есть вероятность распада ядра в единицу времени. Число образовавшихся ядер радиогенного изотопа N_D равно числу распавшихся ядер изотопа N_M :

$$N_D(t) = N_{M0}(1 - e^{-\lambda t})$$

Отношение числа образовавшихся ядер N_D к числу радиоактивных ядер N_M в образце определяется соотношением:

$$\frac{N_D(t)}{N_M(t)} = e^{\lambda t} - 1$$

Точность геологического времени не изменяется под действием внешних факторов и зависит только от нестабильности ядер радиоактивных элементов.

В качестве радиоактивных изотопов выбирают (**Таблица 6**): (1) долгоживущие изотопы радиоактивных семейств (продукты распада первичных радионуклидов); (2) долгоживущие радиоактивные изотопы, образующиеся при взаимодействии космических лучей с ядрами атмосферы Земли (космогенные нуклиды); (3) долгоживущие радиоактивные изотопы, образовавшиеся во время формирования Солнечной системы (первичные радионуклиды).

Таблица 6. Радионуклиды и их дочерние продукты

Материнский нуклид	Дочерний нуклид
^{232}Th	^{208}Pb
^{235}U	^{207}Pb
^{238}U	^{206}Pb
^{40}K	^{40}Ar
^{40}K	^{40}Ca
^{87}Rb	^{87}Sr
^{147}Sm	^{143}Nd
^{187}Re	^{187}Os

Для того, чтобы датирование считалось достоверным, необходимо соблюдение следующих условий: (1) радиоактивный распад протекает с постоянной скоростью, не изменяющейся за геологическое время; (2) точно известен изотопный состав материнских радионуклидов и конечных продуктов их распада; (3) конечные продукты распада радиоактивных рядов стабильны; (4) все существовавшие и существующие радиоэлементы известны; (5) за геологическое время не происходило неизвестных нам ядерных реакций, приводивших к образованию элементов, которые могли бы исказить результаты определения возраста.

За время своего существования породы и минералы претерпевают значительные вторичные изменения, поэтому есть ещё ряд ограничений практического использования радиоактивных методов: (6) необходимо знать точное значение констант распада радиоактивных изотопов; (7) необходимо иметь возможность точно определять содержание радиоактивных изотопов и конечных продуктов распада; (8) необходимо быть уверенными в отсутствии процессов, приводящих в покиданию нуклидов изучаемой системы или их проникновению в неё.

Существующие проблемы датирования. Обмен между веществом и окружающей средой может происходить после образования объекта. Кроме того, существует неопределённость начального изотопного и элементного состава. В начальный момент времени изучаемый объект уже может содержать некоторое количество дочернего изотопа, а это значит, что определяемый

возраст объекта будет при расчётах завышен. И наоборот, в случае если дочерний изотоп покидал объект, возраст будет занижен.

Метод изохрон. Для решения трудностей, связанных с привнесом или потерей как материнского, так и дочернего изотопов в объекте, был предложен метод изохрон. Он основан на сравнении данных по различным образцам из одного геологического объекта, которые имеют одинаковый геологический возраст, но чей элементный состав может различаться.

Изотопный состав каждого элемента в начальный момент должен быть одинаковым во всех образцах. Также эти образцы должны содержать вместе с дочерним изотопом какой-либо другой изотоп того же элемента. Тогда для каждого образца выполняется:

$$\frac{D_0 + \Delta M}{E_0} = \frac{\Delta M}{M_0 - \Delta M} \left(\frac{M_0 - \Delta M}{E_0} \right) + \frac{D_0}{E_0}$$

где D_0 — концентрация дочернего изотопа в начальный момент, E_0 — концентрация нерадиогенного изотопа того же элемента (не изменяется), M_0 — концентрация материнского изотопа в начальный момент, ΔD — количество материнского изотопа, распавшееся к моменту измерений. В справедливости этого соотношения нетрудно убедиться, сделав сокращение в правой части:

$$\frac{D_t}{E_0} = \frac{\Delta M}{M_0 - \Delta M} \left(\frac{M_t}{E_0} \right) + \frac{D_0}{E_0}$$

Отношения $\frac{D_t}{E_0}$ и $\frac{M_t}{E_0}$ можно измерить. После этого строится график, где эти величины откладываются по осям. Если в истории образцов не было обмена веществом с окружающей средой, то соответствующие им точки на этом графике ложатся на прямую линию, потому что коэффициент $\frac{\Delta M}{M_0 - \Delta M}$ и слагаемое $\frac{D_0}{E_0}$ одинаковы для всех образцов (а отличаются эти образцы только изначальным содержанием материнского изотопа). Эта линия называется **изохроной**. Чем больше наклон изохроны, тем больше возраст исследуемого объекта. Если обмен веществом в истории объекта был, точки не лежат на одной прямой и это показывает, что в данном случае определение возраста ненадёжно. Однако при определённых допущениях на основе таких данных удаётся узнать не только ориентировочный возраст объекта, но и аспекты его истории —

например, когда в объекте происходил обмен веществом с окружающей средой.

НАИБОЛЕЕ РАСПРОСТРАНЁННЫЕ МЕТОДЫ ДАТИРОВАНИЯ

Уран-торий-свинцовый метод. Данный метод является одним из наиболее сложных, но, в то же время, самым старым и наиболее точным для образцов с возрастом порядка сотен миллионов – миллиардов лет.

В основе цепочки последовательных превращений изотопов ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U в изотопы свинца: $^{232}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + 6\alpha + 4\beta^-$; $^{235}\text{U} \rightarrow ^{207}\text{Pb} + 7\alpha + 4\beta^-$; $^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb} + 8\alpha + 6\beta^-$. Число атомов изотопа свинца N_{Pb} , накопившегося за время t равно $N_{\text{Pb}} = N_0 - N_t$, где N_0 и N_t — число атомов материнского элемента, находящегося в минерале в начальный момент и по прошествии времени t . Согласно закону радиоактивного распада, $N_{\text{Pb}} = N_t(e^{\lambda t} - 1)$.

Уравнения, связывающие числа атомов радиогенных изотопов свинца с числами соответствующих материнских изотопов тория и урана, можно записать в следующем виде:

$$N(^{208}\text{Pb}) = N(^{232}\text{Th})(e^{\lambda_1 t} - 1)$$

$$N(^{207}\text{Pb}) = N(^{235}\text{U})(e^{\lambda_2 t} - 1)$$

$$N(^{206}\text{Pb}) = N(^{238}\text{U})(e^{\lambda_3 t} - 1)$$

где λ_1 , λ_2 , λ_3 — постоянные распада изотопов ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , соответственно. Решение уравнений относительно t и подстановка известных величин постоянных распада, а также переход к весовым количествам в граммах и учитывание того факта, что нынешнее природное соотношение $^{238}\text{U}/^{235}\text{U} \approx 139$, приводит к следующим уравнениям:

- для изотопа тория ^{232}Th : $t = 46.2 \times 10^9 \lg \left(1 + \frac{1.115^{208}\text{Pb}}{232\text{Th}} \right)$ лет;
- для изотопа урана ^{235}U : $t = 2.37 \times 10^9 \lg \left(1 + \frac{1.135^{207}\text{Pb}}{235\text{U}} \right)$ лет;
- для изотопа урана ^{238}U : $t = 2.37 \times 10^9 \lg \left(1 + \frac{1.158^{206}\text{Pb}}{238\text{U}} \right)$ лет.

По этим уравнениям после введения поправки на содержание первичного или примесного свинца вычисляется возраст образца. Наименее чувствительно к экспериментальным ошибкам вычисление возраста по отношению $^{206}\text{Pb}/^{238}\text{U}$. Недостаток метода определения по отношению $^{207}\text{Pb}/^{235}\text{U}$ — относительно небольшая распространённость ^{235}U , что особенно сказывается после введения поправки на присутствие свинца. При уран-свинцовом и торий-свинцовом датировании используется метод изохрон, при этом используются различные системы координат (например, зависимость отношений $^{207}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ от $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$ или $^{207}\text{Pb}_{\text{радиог}}/^{235}\text{U}$ от $^{206}\text{Pb}_{\text{радиог}}/^{238}\text{U}$). Если по всем изотопным соотношениям получены одинаковые датировки, то можно считать, что возраст определён надёжно.

Нарушение условия закрытости системы приводит к потере радиогенного свинца. Влияние потери меньше всего сказывается на соотношении $^{206}\text{Pb}/^{207}\text{Pb}$, поэтому возраст, определённый по такому соотношению, принимается в качестве самой близкой оценки возраста образца. Такой метод называется **свинцово-свинцовым** и описывается уравнением:
$$\frac{^{206}\text{Pb}}{^{207}\text{Pb}} = \frac{e^{\lambda_{238}t} - 1}{e^{\lambda_{235}t} - 1} \frac{^{238}\text{U}}{^{235}\text{U}}$$
 Измеряя относительное содержание $^{206}\text{Pb}/^{207}\text{Pb}$ и считая, что $^{238}\text{U}/^{235}\text{U} \approx 139$, получают возраст минерала.

Уран-свинцовым методом была найдена текущая оценка возраста Земли и Солнечной Системы — она была выведена свинцовым методом из соотношения различных изотопов свинца, найденных в метеоритах, лунных и земных скальных породах. Измерения возраста пород таким методом проводились с 1907 года. Возраст всех изученных на данный момент метеоритов составляет 4.5–4.6 миллиардов лет; возраст всех горных пород, собранных в девяти районах Луны, также варьируется от 4.0 до 4.5 миллиардов лет. Среднее значение составляет 4.54 миллиарда лет, что верно отражает реальный возраст не только Земли, но и всей Солнечной системы.

К преимуществам метода относятся (1) возможность определения возраста породы независимо на основе анализа содержания трёх изотопов свинца; (2) то, что изменение содержания урана, тория и свинца в минералах в основном обусловлено радиоактивным распадом и в гораздо меньшей степени геологическими и температурными изменениями.

Калий-аргоновый метод. ^{40}K распадается двумя путями: в ^{40}Ar путём электронного захвата (10.67%) и в ^{40}Ca путём β^- -распада (89.33%). Решение уравнения его радиоактивного распада будет иметь следующий вид:

$$t = 4363 \left(\lg \left(\frac{^{40}\text{Ar}}{^{40}\text{K}} + 0.1056 \right) + 0.9765 \right) \text{ млн лет}$$

За величины ^{40}K и ^{40}Ar можно брать их весовые количества. Тогда по формуле можно вычислить возраст образца. Калий-аргоновый метод является весьма простым, доступным и может широко применяться для практических целей. Недостаток метода — лёгкая потеря минералами радиогенного изотопа ^{40}Ar , что необходимо учитывать при определении возраста минералов.

Рубидий-стронциевый метод. Рубидий-стронциевый метод определения геологического возраста основан на накоплении ^{87}Sr , образующегося в минералах при распаде ^{87}Rb . Большая величина периода полураспада ^{87}Rb даёт возможность определять этим методом возраст древних пород и минералов. Пределы применимости зависят не только от величины периода полураспада, но и от чувствительности метода определения радиогенного стронция. Содержание радиогенного стронция даже в самых древних образцах значительно меньше содержания рубидия, поэтому для вычисления возраста по рубидий-стронциевому методу можно использовать упрощённую формулу:

$$t = 7 \times 10^{10} \frac{^{87}\text{U}(\%)}{^{87}\text{Rb}(\%)}$$

Стронциевый метод определения геологического возраста имеет ряд преимуществ по сравнению с уран-торий-свинцовым и калий-аргоновым методами, так как распад рубидия происходит по простой схеме, и дочерний изотоп принадлежит нелетучему элементу, что значительно уменьшает вероятность его потери минералом в течение геологического времени. Однако на данный момент этот метод является наименее распространённым и изученным.

К прочим методам датирования на основе первичных нуклидов можно отнести, например, рений-осмиевый метод ($^{187}\text{Re} \rightarrow ^{187}\text{Os} + e^- + \nu_e$) и самарий-неодимовый метод ($^{143}\text{Nd}: ^{147}\text{Sm} \rightarrow ^{143}\text{Nd} + \alpha$).

При использовании рений-осмиевой изотопной системы, совместно с другими изотопными методами, можно получить информацию, относящуюся к возрасту, происхождению различных типов пород и эволюции коры и мантии. Кроме того, это один из немногих методов, позволяющий датировать возрасты сульфидных месторождений. Он успешно используется и для изучения метеоритов.

Самарий и неодим являются редкоземельными элементами, поэтому при метаморфизме, гидротермальном изменении и химическом выветривании они менее мобильны, чем щелочные и щелочноземельные элементы. Поэтому самарий-неодимовый метод даёт более надёжные датировки возраста горных пород, чем рубидий-стронциевый метод.

Радиоуглеродный метод. Метод основан на естественном распаде космогенного радионуклида ^{14}C , образующегося в верхних слоях атмосферы в результате взаимодействия нейтронов и протонов космического происхождения с ядрами атмосферных газов N_2 , O_2 , Ar .

Наиболее важной в образовании ^{14}C является реакция вторичных нейтронов с ядрами стабильного изотопа ^{14}N : $n + ^{14}\text{N} \rightarrow ^{14}\text{C} + p$.

В атмосфере Земли устанавливается равновесие между образующимся радиоактивным изотопом и его распадом. В живом организме доля радиоактивного изотопа поддерживается на постоянном уровне ($\approx 1.8 \cdot 10^{-10}\%$), так как растения и животные обмениваются углеродом с атмосферой. При такой концентрации активность ^{14}C составляет 0.23 Бк на 1 г углерода. Когда организм гибнет, поступление углерода ^{14}C прекращается, и его активность начинает падать ($T_{1/2} = 5700$ лет). Зная начальную активность образца A_0 и измеренную активность на данный момент A , можно определить время гибели живого организма из уравнения $A = A_0 e^{-\lambda t}$.

При определении возраста образца радиоуглеродным методом необходимо учитывать изменения в природном балансе углерода, связанные с разработкой и испытанием ядерного оружия, использованием природных горючих материалов. В археологии радиоуглеродный метод считается наиболее надёжным и точным

способом определения возраста различных образцов на интервале от сотен лет до 60–70 тыс. лет. Единственная серьёзная проблема, которую невозможно устранить путём калибровки, — это загрязнение образцов посторонним углеродом.

Датирование возможно и на основе иных космогенных нуклидов: короткоживущие по геологическим меркам космогенные радионуклиды (^{10}Be , ^{26}Al и ^{36}Cl) позволяют датировать события недавнего геологического прошлого, исчисляемого десятками и сотнями тысяч лет.

8.2. Радиоактивные индикаторы

Метод радиоактивных индикаторов подразумевает, что радионуклиды не оказывают существенного влияния на химические и физические свойства веществ, а соединения, содержащие радионуклиды, обладают такими же свойствами, что и немеченые соединения. При этом важно, чтобы выполнялись условия термодинамического и радиоактивного равновесия. В первом приближении замена стабильного нуклида на радиоактивный не оказывает существенного влияния на происходящие процессы, начиная с углерода. Для водорода подобная замена редко применима, вследствие того что разница в константах скорости реакций для пары Н/Т из-за трёхкратного различия в массах может составлять от одного до нескольких порядков (описано ниже).

Работа с радиоактивными индикаторами проводится при низких концентрациях радионуклида (радионуклид «без носителя»), и это отражается на свойствах раствора: условия проведения эксперимента могут отличаться от обычных. Отмечено, что в ультраразбавленных растворах поведение радионуклида как микрокомпонента может отличаться от поведения того же элемента в макроколичествах. Из наиболее выраженных особенностей поведения микрокомпонента можно выделить следующие: (1) так как вероятность столкновения частиц мала, то возможность образования многоядерных гидроксокомплексов и протекания бимолекулярных реакций в значительной мере снижена; (2) склонность к адсорбции и коллоидообразованию повышается; (3) при наличии высокой удельной активности имеют место радиационные эффекты (образование **горячих атомов** и их реакции с окружающей средой, сильно отличные от реакций, происходящих при нормальных

условиях); (4) влияние на свойства микрокомпонента присутствия макрокомпонента, влияние используемых приборов и качества реактивов; (5) наличие термодинамических и кинетических изотопных эффектов (описано ниже).

Коллоидообразование. Радионуклиды могут образовывать истинные и псевдоколлоиды (адсорбция радионуклида на примесных коллоидных частицах пыли, кремниевой кислоты или стекла). Чем выше заряд иона, тем больше вероятность образования псевдоколлоидов. Показатель рН раствора также оказывает влияние на этот процесс. Легче всего адсорбируются элементы 4–7 групп. Кроме того, способность к образованию псевдоколлоидов в значительной мере связана с количеством примесных частиц.

Для того, чтобы убрать экспериментальные погрешности, связанные с потерей радионуклида на стенках посуды и в псевдоколлоидных частицах, следует использовать пластиковую одноразовую посуду, жидкие фазы фильтровать перед использованием и хранить в закрытых ёмкостях. Низкая концентрация радионуклида не позволяет ему достичь значения произведения растворимости и образовать достаточно собственной фазы для её выделения осаждением. Но микрокомпонент способен к соосаждению в случае образования осадка макрофазы, соосаждаясь или адсорбируясь на поверхности этих осадков, что используется для извлечения радионуклидов из раствора.

Образование горячих атомов. Горячие атомы — это атомы, обладающие энергией, сильно превышающей энергию молекул окружающей среды. Они образуются при ядерных реакциях и при радиоактивном распаде и обладают повышенной реакционной способностью. Испытывая на своём пути серию столкновений с атомами вещества, они теряют энергию — термализуются, успев образовать новые химические соединения. Часть таких горячих атомов способна стабилизироваться в своей исходной химической форме. Отношение числа атомов отдачи, находящихся в виде исходного соединения, к общему числу образовавшихся атомов является важной характеристикой и называется **фактором удержания**. Основная роль реакций горячих атомов — это выделение радионуклидов и синтез меченых органических соединений.

Метод изотопного разбавления. Если к неизвестному количеству вещества массой m_x добавить меченое вещество массой m_0 и удельной радиоактивностью A_0 и выделить после этого из общей массы некоторое количество вещества, определив его активность A_x , можно рассчитать массу исходного вещества:

$$m_0 A_0 = A_x (m_0 + m_x)$$

$$m_x = \left(\frac{A_0}{A_x} - 1 \right) m_0$$

Этот метод позволяет определять такие характеристики, как растворимость (очень) малорастворимых соединений, давление паров нелетучих соединений, состав и константы образования комплексов, константы скоростей химической реакции, механизмы органической реакции и многое другое.

Изотопные эффекты. У молекул с разным изотопным составом разная масса, поэтому физические и химические свойства таких веществ различаются. Такое явление получило название **изотопного эффекта**. Изотопный эффект наиболее выражен в случае легких элементов. Различают два типа изотопных эффектов: термодинамический и кинетический. Термодинамический изотопный эффект определяется, прежде всего, разностью энергий нулевых колебаний конечных и начальных продуктов реакции. Кинетический изотопный эффект определяется отношением скоростей реакций молекул с разным изотопным составом. Для его расчета применяется теория активированного комплекса, которая позволяет в хорошем приближении рассчитать эффекты для реакций в газовой фазе:

$$\text{КИЭ} = e^{\frac{h}{2kT}(v_1 - v_2)}$$

где ν — частота колебаний разрываемых связей. Так как частота в приближении гармонического осциллятора пропорциональна корню из массы, то КИЭ может достигать больших значений для реакций, в которых участвуют изотопы водорода.

Изотопные эффекты применяются при изучении механизмов химических реакций, в геохимии и исследовании окружающей среды, при обогащении и разделении изотопов.

Изотопные эффекты — это проявление последствий реакции изотопного обмена — самопроизвольного перераспределения

изотопов между молекулами, находящимися в одной фазе или в разных фазах, а также внутри молекул, не сопровождающийся химическими изменениями самих молекул. В результате реакции изотопного обмена система стремится к равновесному состоянию, когда достигается равномерное распределение изотопов по всем возможным химическим формам. В равновесии химические потенциалы равны, как и мольные доли изотопных форм.

Важной количественной характеристикой процесса является **степень изотопного обмена F** — количественное выражение близости системы к состоянию равновесия. Если в начальный момент времени $x = x_0$, $y = y_0$, а при достижении равновесия $x = x_\infty$, $y = y_\infty$, то степень изотопного обмена в любой момент времени будет определяться соотношением:

$$F = \frac{x - x_0}{x_\infty - x_0} = \frac{y - y_0}{y_\infty - y_0}$$

Аналогично радиоактивному распаду, можно ввести дополнительную количественную характеристику — **период полуобмена $\tau_{1/2}$** (время, за которое прошел обмен на половину, $F = 0.5$).

Механизм реакции изотопного обмена. Различают два типа механизмов реакции изотопного обмена: **(1)** затрагивающие только электронные переходы (окислительно-восстановительные реакции, которые протекают быстро из-за низкой энергии активации): $^{239}\text{Pu}^{3+} + ^{238}\text{Pu}^{4+} \leftrightarrow ^{239}\text{Pu}^{4+} + ^{238}\text{Pu}^{3+}$; **(2)** протекающие с переносом ионов, атомов или групп атомов (диссоциативный либо ассоциативный механизм): $^{123}\text{I}_2 \leftrightarrow 2^{123}\text{I}^{\cdot}$, $\text{RI} + ^{123}\text{I}^{\cdot} \leftrightarrow \text{R}^{123}\text{I} + \text{I}^{\cdot}$, $\text{I}^{\cdot} + ^{123}\text{I}^{\cdot} \leftrightarrow ^{123}\text{I}_2$.

Если реакция изотопного обмена протекает между веществами в разных фазах, говорят о гетерогенном изотопном обмене. Лимитирующей стадией в таких процессах является диффузия меченых молекул из объема к границе раздела, перенос молекул через границу раздела и изотопный обмен на границе раздела или в одной из фаз.

8.3. Активационный анализ

Активация — процесс получения радиоактивного вещества в результате ядерных реакций при облучении стабильных ядер нейтронами, γ -квантами, протонами или другими частицами. В общем случае накопление радионуклида при облучении может быть рассчитано по формуле (см. Главу 5):

$$N = \Phi \cdot t \cdot n \cdot \sigma$$

Вследствие того, что радионуклид уже в процессе образования начинает претерпевать радиоактивный распад, то накопление асимптотически приближается к некоему максимальному значению количества радионуклида. На практике насыщение достигается за время облучения, соответствующее 3–5 периодам полураспада радионуклида.

На активации основан метод определения состава вещества — **активационный анализ**. Наряду с абсолютным методом часто применяется относительный метод, при котором активность образца сравнивается с активностью эталона, содержащего известное количество определяемого элемента и облученного в идентичных условиях с образцом. В активационном анализе чаще всего используются нейтроны (**нейтронно-активационный анализ**) и γ -кванты (**гамма-активационный анализ**). Для обычного элементного анализа данный метод применяется в наше время довольно редко, так как был вытеснен более удобным методом ИСП-АЭС.

Поток нейтронов обеспечивают: радиоизотопные источники, ядерные реакторы, нейтронные генераторы. **Радиоизотопные источники** испускают нейтроны при спонтанном делении (^{252}Cf) или реакции типа (α, n) и (γ, n) . Интенсивность излучения радиоизотопных источников составляет 10^6 – 10^8 нейтронов/с, чувствительность (предел обнаружения) элементов $\sim 10^{-4}$ – $10^{-6}\%$. **Ядерные реакторы** являются мощными источниками нейтронов широкого спектра энергий (тепловые, резонансные, быстрые). 90–95% нейтронного потока составляют тепловые нейтроны, доля резонансных — $\sim 2\%$, а быстрых — $\sim 5\%$. Они вызывают реакции (n, p) , (n, n') и $(n, 2n)$ и практически не вызывают реакции (n, γ) . **Нейтронные генераторы** — это ускорители, в которых нейтроны образуются в результате ядерных реакций на соответствующих мишенях. Чаще всего используются

реакции ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$. В результате таких реакций получаются нейтроны с энергиями ~ 2.5 МэВ и ~ 14.1 МэВ. Использование быстрых нейтронов позволяет проводить анализ легких элементов (C, N, O), которые плохо активирующихся тепловыми нейтронами.

Для γ -активационного анализа используют тормозное излучение высокой интенсивности (10^{14} – 10^{15} квант/с), получаемое на ускорителях электронов. Фотоны высоких энергий обладают высокой проникающей способностью. Процесс активации происходит в результате реакции (γ, n). При этом получается нейтрон-дефицитное ядро изотопа первоначального элемента, которое распадается либо с испусканием позитронов, либо путём электронного захвата. Образующиеся при этом дочерние ядра находятся в возбуждённом состоянии и переходят в основное состояние с испусканием одного или нескольких γ -квантов.

Основными вариантами γ -активационного анализа являются: прямая регистрация продуктов фотоядерной реакции (для определения Be и Li в составе горных пород, а также для делящихся материалов); фотоактивация элементов за счёт фотоядерной реакции (для анализа лунного грунта и археологических образцов); фотовозбуждение изомерных состояний (нет фона других частиц, образуются метастабильные ядра, подходит для $Z > 30$).

Наилучшие результаты даёт использование γ -спектрометров высокого разрешения с полупроводниковыми детекторами с разрешением до нескольких десятых долей кэВ.

8.4. Задачи

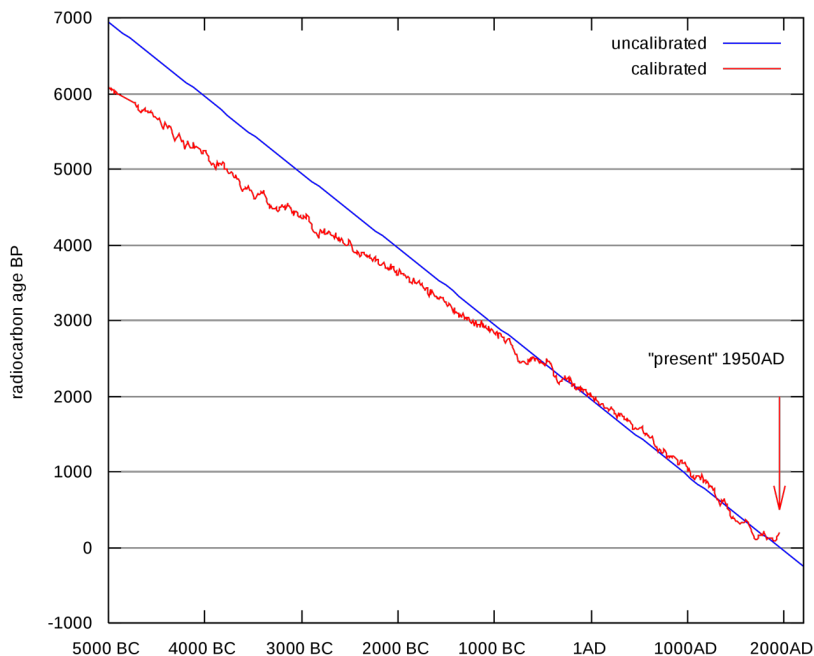
Семинар 8. Анализ на основе космогенных радионуклидов.

- 1) Определить возраст древних деревянных изделий, если известно, что удельная активность ${}^{14}\text{C}$ в них составляет $\frac{3}{5}$ от удельной активности ${}^{14}\text{C}$ в только что срубленных деревьях.
- 2) Определить верхнюю границу возраста Земли, считая, что весь имеющийся на Земле ${}^{40}\text{Ar}$ образовался из ${}^{40}\text{K}$ в результате электронного захвата (10.67% превращений). В настоящее время на каждые 300 атомов ${}^{40}\text{Ar}$ приходится 1 атом ${}^{40}\text{K}$.

3) Определить массу свинца, который образуется из 1 кг ^{238}U за период, равный возрасту горных пород ($2.5 \cdot 10^9$ лет)

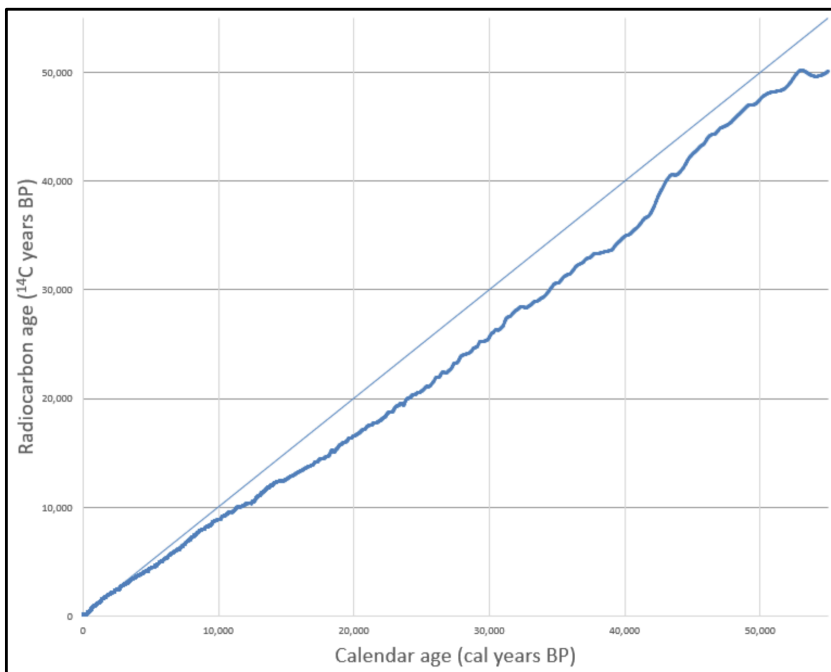
4) В урановой руде соотношение ядер $^{238}\text{U}/^{206}\text{Pb}$ составляет 2.8. Оценить возраст руды, предполагая, что весь ^{206}Pb — продукт распада уранового ряда ($T_{1/2} \text{ } ^{238}\text{U} = 4.5 \cdot 10^9$ лет).

5) Оцените возраст древесной породы, если её активность по углероду-14 составила для пяти последовательных измерений: 28, 28, 27, 25 и 26 распадов в час на грамм образца. Состав древесины: 76 масс% целлюлоза ($\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5$), 22 масс% лигнин ($\text{C}_{31}\text{H}_{34}\text{O}_{11}$), 2% неорганические соли (не содержащие углерод) и вода. Удельная активность равновесной концентрации углерода-14 составляет 13.56 распадов в минуту на грамм углерода. Калибровочные графики приведены ниже.



Источник изображения: https://ru.wikipedia.org/wiki/Радиоуглеродное_датирование

Калибровочный график для молодых образцов.



Источник изображения: https://ru.wikipedia.org/wiki/Радиоуглеродное_датирование

Калибровочный график для старых образцов.

6) Атомноэмиссионный анализ ледяного керна, добытого с глубины 800 метров в Антарктиде, показал, что он содержит 0.17 масс% хлора. После расплавления 1 кг образца и адсорбции 99.96% хлора в виде хлорида специальным сорбентом активность образца по хлору-36 для 5 последовательных измерений составила: 34, 37, 28, 33 и 33 распада в сутки. Оцените возраст образца, если равновесная доля хлора-36 составляет $9 \cdot 10^{-13}$ от общего количества атомов хлора. Принять, что в момент отложения льда удельная активность хлора остается постоянной.

Семинар 9. Радиоактивные индикаторы и наведённая радиоактивность.

1) Смешали содержащие ^{203}Hg спиртовые растворы EtHgBr (50 мл; 0.01 М) и HgBr_2 (50 мл; 0.02 М). Исходные объемные активности растворов равны 200 и 400 Бк/мл, соответственно. Определите отношение активностей EtHgBr и HgBr_2 при достижении равнораспределения ^{203}Hg .

2) В делительной воронке перемешивают 50 мл 0.03 М раствора 1,3-диодпропана в бензоле и 50 мл 0.04 М раствора Na^{131}I в воде с объемной активностью 500 Бк/мл. Через 2 ч объемная активность 1,3-диодпропана стала равна 150 Бк/мл. Определите степень изотопного обмена.

3) При перемешивании водного раствора $\text{Sr}^{82}\text{Br}_2$ (без носителя) и 0.1 М раствора EtBr в бензоле в течение 9 ч активность водной фазы уменьшилась с 3000 до 500 Бк. Найдите степень изотопного обмена. Период полураспада ^{82}Br равен 36 ч.

4) Вода, содержащаяся в первом контуре в ядерных реакторах, претерпевает сильные радиационные нагрузки. Напишите наиболее вероятные ядерные и химические реакции, способные протекать в воде во время работы реактора. Если воду в контуре считать чистой и не имеющей примесей элементов от стенок контура, то через какое время она станет радиационно безопасной?

5) Броневая сталь состоит из железа, содержащего 0.5% углерода, 1.5% марганца, 2% кремния и 2% хрома, 1.8% никеля, 0.3% молибдена, 0.35% меди, 0.15% алюминия, 0.15% титана, и 5% кобальта. Оцените через какое время можно будет безопасно переработать сталь от танка, вышедшего из строя от взрыва ядерной бомбы и уточните какие допущения при решении были сделаны.

9. БИОЛОГИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ

9.1. Понятие дозы

Ежедневно человек облучается — в основном, за счёт естественных источников радиации. Облучение происходит двумя способами: за счёт внешнего и за счёт внутреннего воздействия. В первых главах были рассмотрены способы взаимодействия высокоэнергетического излучения с веществом: γ -кванты могут обуславливать фотоэффект (в результате которого образуется катион и высокоэнергетический электрон), комптоновское рассеяние (катион + электрон + новый γ -квант) или образовывать пару высокоэнергетических электрона и позитрона. Электроны и позитроны (не имеет значения первичные или вторичные) способны ионизировать вещество, порождать новый высокоэнергетический фотон или аннигилировать с образованием двух фотонов. Тяжёлые частицы обуславливают сильную ионизацию. С учётом того, что в среднем значение потенциала ионизации равно ~ 10 эВ, а типичная энергия первичного ионизирующего излучения составляет **сотни или тысячи кэВ**, ионизация носит лавинообразный характер и одна поглощённая частица порождает огромное количество пар ионов до тех пор, пока кинетическая энергия частиц не станет меньше потенциала ионизации.

Количественная оценка радиационного эффекта, оказанного на органы и ткани организма, производится с помощью расчёта **дозы**. Принципы и методы определения дозы, установление связи между физически измеренной дозой и ожидаемым радиационным эффектом — вопросы раздела радиационной физики, называемого дозиметрией.

Условно дозы можно разделить на: (1) базовые дозиметрические величины, (2) нормируемые дозиметрические величины (оценивают меру ущерба от воздействия ионизирующего излучения на человека и живые организмы; эти величины практически измерить невозможно) и (3) операционные дозиметрические величины (измеряемые приборами или устройствами; при создании определённых условий облучения они близки по своим значениям к значениям нормируемых дозиметрических величин).

Поглощённая доза — это энергия, переданная единичной массе (**Грей**; $\text{Гр} = \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$). В среднем, человек тратит за сутки энергию, равную

около $175\,000 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$. Может показаться, что для того, чтобы получить смертельную дозу радиации, необходимы гораздо большие значения поглощённой энергии, однако это не так, и это явление называется термином **радиобиологический парадокс**. Парадокс заключается в несоответствии между переданным организму энергией и масштабом биологических последствий. Объясняется это тем, что энергия, получаемая путём протекания химических реакций внутри организма, распределена по колоссальному количеству молекул, каждая из которых имеет избыточную энергию, далёкую от потенциала ионизации (сотые доли эВ). В связи с этим ионизация молекул — и, как следствие, разрушение их структуры с последующим нарушением метаболических цепочек — не происходит. Ионизирующее же излучение передаёт энергию очень компактно и поглощающие энергию молекулы претерпевают ионизацию, обуславливающую разрушение молекул. Острая лучевая болезнь наступает при поглощённой дозе > 1 Гр, а 100%-ная летальность наблюдается при дозах > 10 Гр — то есть при дозах поглощённой энергии на много порядков меньших типичного энерговыделения человека. Важным параметром также является **мощность дозы**, равная отношению поглощённой дозы ко времени, за которое она получена. В общем случае, чем больше мощность дозы, тем более серьёзные последствия для организма она вызывает (при прочих равных условиях, доза в 1 Гр, полученная за 1 час вызывает существенно более серьёзные последствия, нежели доза в 1 Гр, полученная за 1 месяц).

Так как количество порождённых ионов обратно пропорционально объёму вещества, которому передана энергия, то разные типы ионизирующего излучения имеют разную степень опасности для биологических тканей: в общем случае, чем меньше пробег частицы, тем меньшему объёму ткани будет передана энергия, тем больше энергии будет передано каждой отдельной молекуле и, соответственно, тем больше молекул ионизируется. То есть, доза в 1 Гр, полученная от облучения γ -квантами, представляет существенно меньшую опасность, чем эта же доза, полученная от облучения α -частицами. В связи с этим необходимо ввести дополнительное понятие, включающее в себя разную ионизирующую способность частиц.

Эквивалентная доза — это энергия, переданная единичной массе, с учётом нормирующего коэффициента, отражающего разную ионизирующую способность частиц:

$$D_{\text{экв}} = \sum k D_{\text{погл}}$$

где k — нормирующий коэффициент, равный **1** для γ -квантов, электронов, позитронов и мюонов, **5** для протонов, **20** для тяжёлых катионов; для нейтронов коэффициент зависит от их энергии: <0.01 МэВ — **5**; 0.01–0.1 МэВ — **10**, 0.1–2 МэВ — **20**, 2–20 МэВ — **10**, >20 МэВ — **5**.

Ткани животных имеют разную восприимчивость к ионизирующему излучению. Этот эффект сформулирован на основе эмпирического **правила Бергонье–Трибондо**: чем клетки быстрее размножаются, тем более они восприимчивы к ионизирующему излучению (тем меньше времени отводится естественным механизмам репарации на восстановление клетки, прежде чем она начнёт делиться). В связи с этим необходимо ввести ещё одно понятие, которое, фактически и используется при описании полученной человеком дозы, и включающее в себя разную восприимчивость тканей человека к ионизирующему излучению.

Эффективная доза — сумма эквивалентных доз, полученных разными органами и тканями:

$$D_{\text{эфф}} = \sum m D_{\text{экв}}$$

где m — нормирующий коэффициент, равный **0.2** для яичников и семенников, **0.12** для костного мозга, кишечника, лёгких и желудка, **0.05** для мочевого пузыря, грудных желёз, печени и щитовидной железы, **0.01** для кожи и поверхности костей (в сумме по всем перечисленным органам будет единица). Единицей измерения эквивалентной и эффективной дозы является **Зиверт** ($Zв = \frac{Дж}{кг}$).

9.2. Радиобиологические процессы

Высокоэнергетическая частица, движущаяся сквозь биологические ткани, обуславливает ионизацию частиц, рядом с которыми она находится (**Рисунок 52**). Происходящие процессы можно подразделить на четыре стадии: (1) физическая стадия, протекающая за время 10^{-12} – 10^{-8} с и заключающаяся в диссоциации атомов на катионы и электроны; (2) физико-химическая стадия, протекающая за время 10^{-7} – 10^{-5} с и заключающаяся в равномерном перераспределении энергии между частицами и сопровождаемая вторичной диссоциацией; (3) химическая стадия, длящаяся более 10^{-3} с и включающая в себя денатурацию белков и разрушение отдельных молекул; (4) биологическая стадия, протекающая за время более 10^2 с и сопровождаемая гибелью клеток.

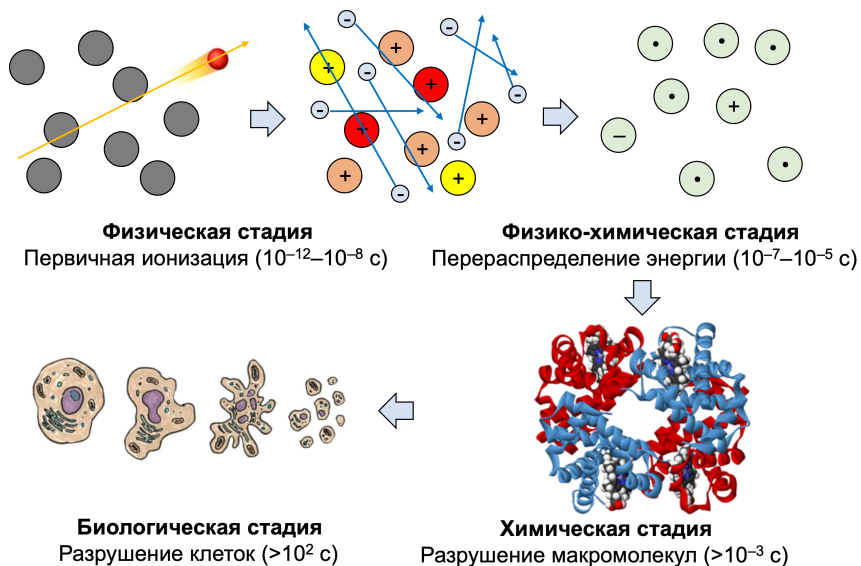


Рисунок 52. Основные стадии, приводящие к проявлению биологических эффектов вследствие поглощения ионизирующего излучения.

Наиболее важные мишени в клетке — белки и ДНК. Различают два механизма повреждения ДНК: (1) прямое воздействие —

ионизация, возбуждение молекулы ДНК и (2) косвенное воздействие — передача энергии от другой молекулы. Так как массовая доля воды в клетке составляет 70–80%, подавляющая часть энергии излучения передается молекулам воды, и в процессе радиоллиза возникают свободные радикалы гидроксила HO^\bullet и водорода H^\bullet , время существования которых в воде составляет до 10^{-5} с. Затем происходит либо рекомбинация ($\text{H}^\bullet + \text{HO}^\bullet \rightarrow \text{H}_2\text{O}$), либо реакции с другими молекулами. В присутствии кислорода образуется радикал HOO^\bullet и перекись водорода $2\text{HOO}^\bullet \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + 2\text{O}^\bullet$.

Кислородный эффект — увеличение числа биологических повреждений с повышением содержания кислорода. Под воздействием ионизирующего излучения образуются высокоактивные радикалы и окислители, которые повреждают молекулы следующим образом: (1) окислением белка (он становится неактивным или склонным к аномальным химическим взаимодействиям), (2) через сшивки ДНК и белка, разрыв или сшивку нитей ДНК (прямые ошибки в генетическом материале клетки).

Природной защитой от воздействия ионизирующего излучения в организме являются: (1) ферменты (связывают свободные радикалы или их продукты) — антиоксиданты, (2) встроенные механизмы молекулярного восстановления повреждений (последствия зависят от мощности дозы). Вещества, ослабляющие последствия облучения, при их приёме, называются **радиопротекторами**.

Макроскопические эффекты, наблюдающиеся вследствие поглощения некоторой дозы радиации, подразделяют на два типа.

Тканевые реакции (детерминированные эффекты) — **неизбежные** клинически наблюдаемые вредные эффекты, вызванные облучением. Обычно не наблюдаются при дозах менее 0.25 Гр. Далее — чем выше, тем более выражены. Обуславливают незамедлительное нарушение функций тканей и органов, ожоги, катаракту — лучевую болезнь. Проявляются в течение суток после облучения и продолжаются 1–2 месяца. Хроническое облучение слабее действует на живой организм по сравнению с однократным облучением в той же дозе, что связано с постоянно идущими процессами восстановления радиационных повреждений. Считается, что примерно 90% радиационных повреждений восстанавливается.

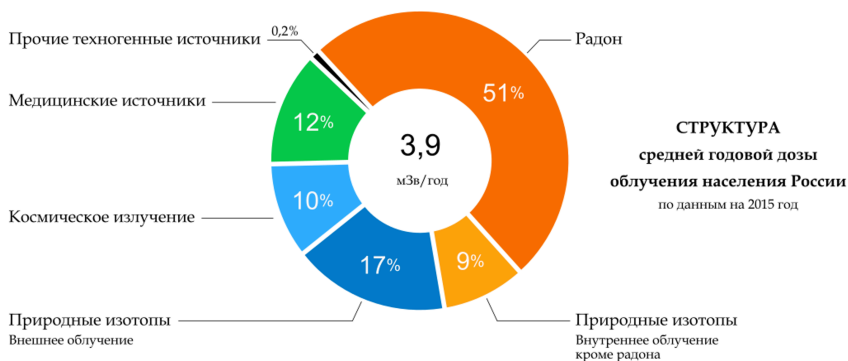
Стохастические эффекты — вероятностные и не имеющие дозового порога возникновения. Чем больше облучение, тем больше **вероятность** их возникновения. Обуславливают развитие онкологических заболеваний в отдалённом будущем и мутации потомства.

Воздействие ионизирующего излучения изучено более полно, чем воздействие других вредных факторов. Общая наблюдаемая тенденция: чем больше и сложнее ДНК, тем менее устойчив организм к радиации. Высокой радиорезистентностью обладают вирусы и бактерии (не все) — они способны переживать дозы в 10^2 – 10^4 Гр; мхи, лишайники, грибы — до 10^4 Гр, папоротники — до $8 \cdot 10^3$ Гр. Наиболее чувствительны к радиации деревья, из них больше всего — хвойные. Для лиственных деревьев летальная доза составляет 4–80 Гр, для хвойных — 5–12 Гр. Для человека при больших дозах облучения наблюдается острая лучевая болезнь, которая в зависимости от степени тяжести подразделяется на разные клинические формы: **костномозговая** (1–6 Гр; выживаемость 50%), **переходная** (6–10 Гр; выживаемость 5%), **кишечная** (10–20 Гр; здесь и далее 100%-ная летальность), **токсемическая** (20–80 Гр), **церебральная** (80–120 Гр), **мгновенная смерть** (>120 Гр).

9.3. Естественное и искусственное облучение

Средняя мировая эффективная доза облучения человека от естественных источников составляет $2.4 \frac{\text{мЗв}}{\text{год}}$. Полученная доза варьируется в зависимости от места проживания: уровень радиации в некоторых местах Земного шара — там, где залегают особенно радиоактивные породы — в среднем значительно выше среднего. Земные источники радиации в сумме ответственны за 5/6 годовой эффективной дозы, получаемой населением, в основном, вследствие внутреннего облучения. Остальную часть вносят космические лучи, главным образом путем внешнего облучения. Так, например, люди, проживающие на высоких широтах, получают в среднем более высокую ежегодную дозу, нежели люди, живущие ближе к экватору, вследствие того что линии магнитного поля Земли замыкаются на полюсах. В частности, средняя доза облучения жителей России от естественных источников составляет $3.5 \frac{\text{мЗв}}{\text{год}}$ (+ $0.4 \frac{\text{мЗв}}{\text{год}}$ от медицинских процедур; **Рисунок 53**). Жители Финляндии получают примерно такую

же дозу — $3.8 \frac{\text{мЗв}}{\text{год}}$. Люди, живущие на уровне моря, получают в среднем из-за космических лучей эффективную эквивалентную дозу около $0.3 \frac{\text{мЗв}}{\text{год}}$; для людей же, живущих выше 2 км над уровнем моря, это величина в несколько раз больше. Еще более интенсивному, хотя и относительно непродолжительному облучению, подвергаются экипажи и пассажиры самолетов. При подъеме с высоты 4 км до 12 км уровень облучения за счет космических лучей возрастает примерно в 25 раз и продолжает расти при дальнейшем увеличении высоты до 20 км.



Источник изображения: https://ru.wikipedia.org/wiki/Радиационная_безопасность

Рисунок 53. Вклад различных видов облучения в среднюю ежегодную дозу облучения жителей России.

Как видно из диаграммы, половину дозы человек получает от радона, скапливающегося в непроветриваемых помещениях в результате диффузии из стен зданий, содержащих в примеси уран. На медицинские процедуры приходится малая доля облучения, однако, согласно общей статистике: **чем больше человеческая популяция проводит медицинских процедур, связанных с облучением, тем выше продолжительность жизни этой популяции.** Этот факт не стоит воспринимать как благотворное влияние ионизирующего излучения на здоровье человека. Такая статистика обусловлена тем, что вред от медицинских процедур, связанных с облучением, несопоставимо мал по сравнению с пользой ранней диагностики заболеваний, которую позволяют сделать такого рода исследования.

Вторым фактором является и то, что в целом доступность диагностического оборудования для населения сопряжена с более высоким уровнем жизни популяции, что также обуславливает более высокую продолжительность жизни.

Естественное облучение. Основа естественной радиации — радионуклиды, содержащиеся в горных породах. Сюда относятся члены природных радиоактивных семейств (родоначальники этих семейств — долгоживущие изотопы урана и тория, существующие на Земле с момента её рождения), а также калий-40 и рубидий-87.

Существуют области, где уровни земной радиации повышены:

- Гуарапари (Бразилия) — небольшой курортный город. На отдельных участках его пляжей зарегистрирован уровень радиации 175 мЗв в год. Сходная ситуация рядом в Меаипе, в 50 км к югу от Гуарапари. Оба населенных пункта стоят на песках, богатых торием;
- Узкая прибрежная полоса на юго-западе Индии — здесь обнаружены пески, богатые торием;
- Город Рамсар (Иран) — ключи, богатые радием, здесь регистрируют уровни радиации до 400 мЗв в год.

Внутреннее облучение. Основными путями поступления радиации в организм являются пища, вода и воздух. Часть этой дозы приходится на радиоактивные изотопы типа углерода-14 и трития, которые образуются под воздействием космической радиации, остальное — источники земного происхождения. В среднем 180 мкЗв в год — это вклад калия-40, но значительно большую дозу внутреннего облучения человек получает от нуклидов радиоактивного ряда урана-238 и в меньшей степени от радионуклидов ряда тория-232. Нуклиды свинца-210 и полония-210 поступают в организм с пищей (концентрируются в рыбе и моллюсках, в мясе северного оленя). В качестве примера можно привести одну из схем распространения радиоактивных веществ в окружающей среде (**Рисунок 54**).



Рисунок 54. Схема поступления радионуклидов из окружающей среды в организм человека.

Ядерная медицина. Радиация используется в медицине как в диагностических целях, так и для лечения. Одним из самых распространенных медицинских приборов является рентгеновский аппарат. Получают все более широкое распространение и новые сложные диагностические методы, опирающиеся на использование радиоизотопов. В рамках этого курса под термином «ядерная медицина» подразумевается целое направление медицины, где используются радионуклиды. Сюда относятся радиоизотопные методы диагностики, радионуклидная и лучевая терапия, производство радиофармпрепаратов, использование ускорителей заряженных частиц для производства изотопов и лучевой терапии, а также компьютерные технологии для получения и хранения изображений в томографии и планирования лучевой терапии.⁹ Ядерная медицина будет рассмотрена подробно в следующей главе этого пособия.

Антропогенные источники излучения. За последние десятилетия человек создал несколько тысяч искусственных радионуклидов и научился использовать энергию атома в самых разных целях: от ядерной медицины до атомного оружия. Источники ионизирующего излучения используются в самых разных областях науки и техники: для производства энергии и обнаружения пожаров, при поиске полезных ископаемых. Всё это приводит к увеличению дозы облучения как отдельных людей, так и населения Земли в целом. Индивидуальные дозы, получаемые разными людьми от искусственных источников радиации, сильно различаются. В большинстве случаев эти дозы весьма невелики, но иногда облучение за счет техногенных источников оказывается во много тысяч раз интенсивнее, чем за счет естественных.

Самые большие дозы облучения, источником которого являются объекты атомной промышленности, получают люди, которые на них работают. Оценки показывают следующее:

- Доза, которую получают рабочие урановых рудников и обогатительных фабрик, составляет в среднем 1 чел-Зв на каждый гигаватт-год электроэнергии. Примерно 90% этой дозы приходится на

⁹ Зачастую термин «ядерная медицина» используют в более узком смысле — медицинские методы, предполагающие введение в организм радиоактивных препаратов в открытом виде с целью диагностики и лечения.

долю рудников, причем персонал, работающий в шахтах, подвергается большему облучению.

- Коллективная эквивалентная доза от заводов, на которых получают ядерное топливо, также составляет 1 чел-Зв на гигаватт-год.
- Наиболее типичное значение среднегодовой коллективной эффективной эквивалентной дозы для реакторов составляет 10 чел-Зв на гигаватт-год электроэнергии. На облучение при выполнении различных ремонтных работ приходится 70% коллективной дозы для реакторов в США.

Профессиональные дозы получают не только рабочие предприятий атомной промышленности. Облучению подвергаются и работники обычных промышленных предприятий, а также медицинский персонал. В целом считается, что вклад дозы, получаемой медицинским персоналом, занимающимся радиологическими обследованиями, в коллективную эквивалентную дозу населения в странах с высоким уровнем медицинского обслуживания составляет около 1 чел-Зв на миллион жителей.

Некоторые работники подвергаются воздействию более высоких доз естественной радиации. Самую большую группу таких работников составляют экипажи самолетов. Полеты совершаются на большой высоте, и это приводит к увеличению дозы из-за воздействия космических лучей. Примерно 70 000 членов экипажей в США и 20 000 в Великобритании получают дополнительно 1–2 мЗв в год. Повышенные дозы получают шахтеры, добывающие каменный уголь, железную руду и т. д. Индивидуальные дозы сильно различаются, а при некоторых видах подземных работ (исключая работы в каменноугольных шахтах) эти дозы могут быть даже выше, чем в урановых рудниках.

Законодательные допуски (без учёта естественного облучения) составляют 5 мЗв за 5 лет (распространяется на профилактические процедуры, но не распространяется на диагностические процедуры и радиотерапию) или, в среднем, 1 мЗв в год — что существенно меньше естественного облучения.

10. РАДИОНУКЛИДЫ В МЕДИЦИНЕ

10.1. Основные аспекты

Ядерная медицина — это высокотехнологичное направление медицины, использующее радиоактивные вещества для **диагностики** и **лечения** заболеваний. **Радионуклидная диагностика** — это лучевое исследование, основанное на использовании радионуклидов. **Радионуклидная терапия** — это лечение заболеваний, основанное на использовании радионуклидов.

Диагностика и терапия выделены в два отдельных направления вследствие того, что, по большому счёту, в этих двух областях используются нуклиды с прямо противоположными требованиями к свойствам: для диагностики предпочтительно мягкое фотонное или низкоэнергетическое позитронное излучение, для терапии — сочетание бета-излучения или альфа-излучения с мягким фотонным. Это связано с тем, что для правильной диагностики заболеваний радионуклиды должны оказывать минимальное воздействие на ткани организма, чтобы их наличие не влияло на нормальное (или патогенное, но типичное в отсутствие радионуклида) функционирование исследуемой ткани. Более того, необходимо, чтобы максимальное количество излучаемых частиц покидало объект и попадало на детектор: для этих целей подходит только γ -излучение. Для терапии требования противоположные — необходимо, чтобы излучаемые частицы имели максимально возможную ионизирующую способность, чтобы оказывать терапевтическое воздействие на ткани организма, в которых они находятся: для этих целей подходят α - и β -радиоактивные нуклиды.

Молекулярную или ионную структуру большинства радиофармпрепаратов (РФП) можно представить в виде двух ключевых частей: радионуклида, отвечающего за природу, интенсивность и продолжительность излучения, и носителя, отвечающего за селективное накопление нуклида в желаемой ткани и области тела, а также за продолжительность нахождения этого нуклида в ткани (**Рисунок 55**).

Отвечает за природу излучения, интенсивность и продолжительность излучения



Отвечает за селективное накопление в желаемой ткани и области тела, за время выведения из тела

Рисунок 55. Принципиальная схема, отображающее структуру РФП.

Так как для исследований зачастую требуются короткоживущие нуклиды, то одной из важных задач радиохимии в области ядерной медицины является создание эффективных путей внедрения таких радионуклидов в структуру сложных молекул. Как правило, используемые реакции протекают в течение нескольких минут (или даже секунд) с высокими выходами, однако такие реакции зачастую требуют структурно сложных, высоко реакционноспособных и труднодоступных прекурсоров, использование которых в обычном органическом или металлоорганическом синтезе является нерациональным. Так, например, для внедрения углерода-11 ($T_{1/2} = 20$ мин) в структуру бензольного кольца используются литийорганические прекурсоры или полиеновые иминиевые соли (**Рисунок 56**), несмотря на то, что в случае обычного органического синтеза (в отсутствии короткоживущих радионуклидов) имеется большое разнообразие путей получения бензольного кольца без использования таких сложных в получении и работе прекурсоров.

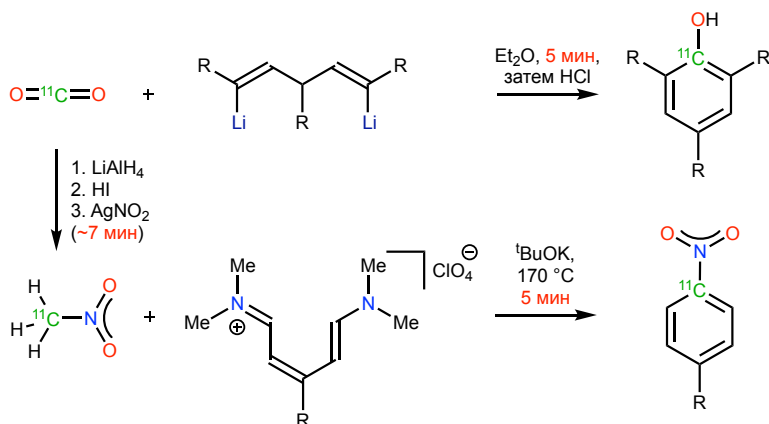


Рисунок 56. Одни из путей внедрения углерода-11 в состав бензольного кольца.

Стоит, тем не менее, отметить, что некоторые радионуклиды не требуют своего внедрения в состав сложных молекул и используются в относительно простом виде. В частности, радионуклиды щелочных и щелочноземельных металлов используются в виде простых водорастворимых солей, а РФП на основе ^{99m}Tc , как и многих других переходных металлов, получают относительно простым комплексованием полидентатных лигандов на металлоцентре.

Как правило, синтез РФП автоматизирован — это не только позволяет значительно ускорить процесс синтеза, но и минимизирует облучение персонала радиохимической лаборатории.

10.2. Радионуклидная диагностика

К наиболее распространённым высокотехнологичным диагностическим процедурам можно отнести (1) магнитно-резонансную томографию (МРТ), (2) рентгеновскую компьютерную томографию (КТ), (3) однофотонную эмиссионную компьютерную томографию (ОФЭКТ) и (4) позитронно-эмиссионную томографию (ПЭТ). Первые два типа не предполагают использование радионуклидов, в то время как вторые два проводятся с использованием радиоактивных нуклидов. Несмотря на то, что КТ предполагает использование ионизирующего излучения, МРТ вообще не предполагает каких-либо дозовых нагрузок на тело пациента и, как может показаться, этот метод выходит за рамки данного курса. Тем не менее, для общности изложения метод МРТ кратко будет рассмотрен так же, как и остальные методы высокотехнологичной диагностики.

Магнитно-резонансная томография (МРТ). В основе метода лежит явление ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Ядра некоторых атомов при помещении их в магнитное поле способны поглощать энергию в радиочастотном диапазоне и впоследствии излучать её. Пригодны для такого метода ядра водорода (^1H), углерода (^{13}C), натрия (^{23}Na) и фосфора (^{31}P), как составляющие в теле человека. В отличие от КТ, МРТ хорошо отображает мягкие ткани, тогда как КТ лучше визуализирует костные структуры. Магнитное поле, необходимое для процесса сканирования, создается сверхпроводящим магнитом. Получение трехмерной информации об объекте достигается путём использования градиентных катушек с радиочастотной катушкой внутри. Радиочастотная катушка испускает

и принимает радиочастотные импульсы от ядер исследуемого объекта (**Рисунок 57**).

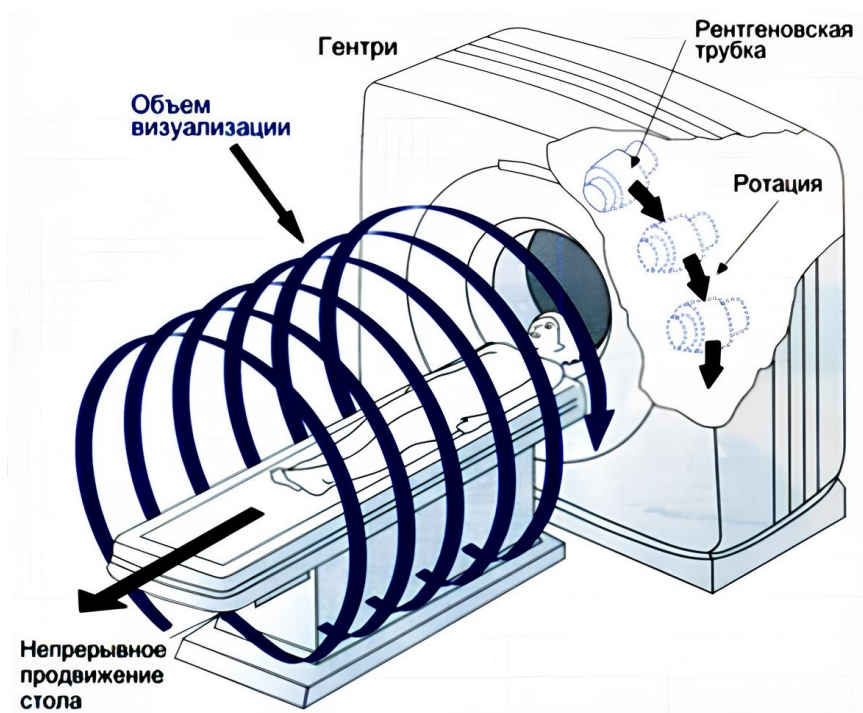


Источник изображения: https://ru.wikipedia.org/wiki/Магнитно-резонансная_томография

Рисунок 57. Устройство аппарата МРТ.

Компьютерная томография (КТ). Источник информации в этом методе — рентгеновское излучение. Современный компьютерный томограф состоит из неподвижного блока с кольцевой детектирующей системой и источника рентгеновского излучения (рентгеновская трубка, перемещающаяся по окружности вокруг пациента) и стола, который может перемещаться перпендикулярно детектирующей системе для получения необходимого количества срезов исследуемой области и построения объемного изображения (**Рисунок 58**). Разновидностью метода является спиральная КТ, в которой объемное изображение строится не путём комбинации серии «срезов» тела, а непрерывным спиральным сканированием тела, при котором круговое движение источника излучения и детектора происходит одновременно с движением пациента сквозь центр детектирующей системы.

Возможна комбинация методов ОФЭКТ/КТ и ПЭТ/КТ. Такой подход позволяет за одну процедуру получить анатомическую картину и информацию о характере распространения патологического процесса.

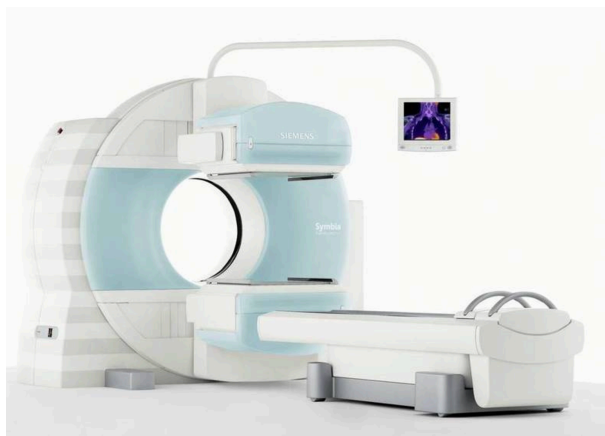


Источник изображения: <https://mrt-vmsk.ru/blog-opisanie-apparaty-kt-kompyuternye-tomografy/>

Рисунок 58. Устройство аппарата КТ.

Однофотонная эмиссионная компьютерная томография (ОФЭКТ). Метод диагностики, в котором для получения изображения используется γ -излучатель. Такой радионуклид вводится в организм пациента в составе радиофармпрепарата (РФП) и накапливается в различных органах и тканях пациента по-разному. Радиофармпрепараты для ОФЭКТ готовят преимущественно в ядерных реакторах. Наиболее широко используемые изотопы — ^{99m}Tc , ^{201}Tl , ^{123}I , ^{131}I , ^{111}In и ^{67}Ga .

Прибор состоит из двух подвижных блоков — детектирующей системы (одна или несколько γ -камер, вращающихся вокруг пациента) и стола, перемещающегося в горизонтальной плоскости (**Рисунок 59**), позволяющих определить положение источника излучения в пространстве. По большому счёту, с точки зрения детектирования и построения объёмной модели тканей этот метод идентичен рентгеновской КТ. Разница лишь в локализации источника излучения: в обычной КТ используется внешний источник, а в ОФЭКТ — внутренний, что даёт важную дополнительную информацию врачам и позволяет изучать динамику метаболизма тканей (что невозможно в случае обычной КТ).



<https://tehnodocor.ru/medtehnika/rentgen-oborudovanie/siemens-biograph-ofekt-i-ofekt-kt.html>

Рисунок 59. Однофотонный эмиссионный компьютерный томограф.

Позитронно-эмиссионная томография (ПЭТ). Метод радиоизотопной диагностики, в котором информация об органе или теле получается путём исследования протекающих в нём метаболических процессов. В отличие от ОФЭКТ, в ПЭТ для исследований используются не γ -излучатели, а радионуклиды, испускающие позитроны. Для проведения ПЭТ-диагностики необходимо ввести позитрон-излучающий изотоп в составе радиофармпрепарата пациенту (внутривенно или ингаляционно), чтобы он циркулировал в организме и достиг исследуемого органа. В организме позитрон достаточно быстро аннигилирует с электроном, и

образующиеся два γ -кванта разлетаются в строго противоположных направлениях. Достигнуть детектора такая пара квантов должна одновременно, что фиксируется схемой совпадений. По линиям аннигиляции можно выявить, где накапливается радиоизотоп.

Детектирование только событий поглощения двух γ -квантов детектором позволяет значительно снизить уровень шума, что сказывается на увеличении точности метода при меньших дозовых нагрузках по сравнению с ОФЭКТ. Недостатком метода является то, что позитрон успевает пройти расстояние в несколько миллиметров в биологических тканях, прежде чем аннигилирует — это приводит к тому, что картина распределения РФП, детектируемая прибором, не совсем отображает реальную картину, так как прибор определяет место аннигиляции позитрона, а не место его образования.

Как и ОФЭКТ, ПЭТ позволяет получить информацию о биохимических, физиологических, патологических и фармакологических процессах в живом организме, помогая не только в диагностике заболеваний, но и в разработке и исследовании свойств новых лекарственных препаратов.

Основные части прибора аналогичны другим рассмотренным типам приборов: неподвижное кольцо детекторов и подвижный стол (**Рисунок 60**).



Источник изображения: https://ru.wikipedia.org/wiki/Позитронно-эмиссионная_томография

Рисунок 60. Позитронно-эмиссионный томограф.

Диагностические радионуклиды, используемые для проведения исследований живых организмов, должны обеспечивать минимальный уровень лучевой нагрузки на критические органы. Вторым обязательным условием является их специфическая избирательность по отношению к исследуемым органам. Величина радиотоксичности радионуклида в значительной мере зависит от его ядерно-физических характеристик: периода полураспада и «жесткости» спектра излучения. Исходя из этого, основная тенденция современной радионуклидной диагностики состоит в снижении доли долгоживущих радионуклидов в общем объёме диагностических РФП (Таблица 7).

Применяемые радионуклиды должны соответствовать следующим требованиям: (1) удобная для регистрации величина энергии γ -излучения; (2) небольшой (десятки минут – часы) период полураспада, близкий по продолжительности к продолжительности выполнения измерения; (3) распад ядра происходит путём изомерного перехода либо захвата орбитального электрона с испусканием монохроматического излучения; (4) отсутствие при распаде сопутствующих излучений.

Таблица 7. Используемые в диагностических целях радионуклиды.

Нуклид	T _{1/2}	Метод производства	Область применения
¹¹ C	20 мин	Циклотрон	ПЭТ
¹³ N	10 мин	Циклотрон	
¹⁵ O	2 мин	Циклотрон	
¹⁸ F	110 мин	Циклотрон	
^{99m} Tc	6 ч	⁹⁹ Mo через реактор (деление)	ОФЭКТ
¹¹¹ In	2.8 сут	Циклотрон	
¹²³ I	13.2 ч	Циклотрон	

Получение диагностических радионуклидов. Наиболее распространёнными нуклидами для диагностики являются ^{99m}Tc (ОФЭКТ; в меньшей степени распространены ¹²³I и ²⁰¹Tl), а также ¹⁸F

(ПЭТ; в меньшей степени — ^{11}C , ^{13}N и ^{15}O), поэтому далее будут рассмотрены процессы их получения.

Технеций-99m. Почти половина всего количества производимых во всём мире радионуклидов медицинского назначения (включая терапевтические) приходится на $^{99\text{m}}\text{Tc}$. В России производится около 10% мирового количества этого нуклида. $^{99\text{m}}\text{Tc}$ используется в 70% всех радионуклидных диагностических процедур (16 миллионов медицинских тестов в год (примерно 45 000 в день) и 4–5 миллиардов долларов затрат на пациентов ежегодно в США).

Технеций-99m имеет период полураспада **6 ч** и претерпевает изомерный переход с образованием относительно стабильного ^{99}Tc (β^- ; $T_{1/2} = 211\ 100$ лет) и излучением γ -кванта с энергией **140.5 кэВ** (90%).

Рассматриваемый нуклид может быть получен двумя рациональными путями: косвенно через распад молибдена-99 ($T_{1/2} = 2.75$ сут; β^- в $^{99\text{m}}\text{Tc}$ с вероятностью 87%) или напрямую из стабильного молибдена-100 через реакцию $^{100}\text{Mo}(p, 2n)^{99\text{m}}\text{Tc}$.

Молибден-99 может быть получен либо как продукт деления урана-235 (выход 6%; один из основных осколков деления) или путём захвата нейтрона молибденом-98 (**Таблица 8**). Менее типичными, но возможными путями получения молибдена-99 могут служить реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$, $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ и $^{102}\text{Ru}(n, \alpha)^{99}\text{Mo}$.

Таблица 8. Сравнение путей получения молибдена-99.

$^{235}\text{U}(n, f)^{99}\text{Mo}$	$^{98}\text{Mo}(n, \gamma)^{99}\text{Mo}$
Производится ^{99}Mo с очень высокой удельной активностью	Производится ^{99}Mo с невысокой удельной активностью
Требует высокообогащённой ^{235}U мишени	Требует высокообогащённой ^{98}Mo мишени
Сложная химическая переработка	Простая химическая переработка
Требует специальной линии производства	Требует реактор с высокой плотностью нейтронного потока
Производит высокоактивные отходы	Производит минимум отходов

Из-за логистических трудностей, связанных с производством и распространением ^{99}Mo (короткие периоды полураспада, сложная химическая обработка, состояние реакторов и перерабатывающих мощностей и широкое распространение пользователей), только 5–10% произведенного ^{99}Mo обычно доходит до пользователей. Поскольку ^{99}Mo нельзя складировать, даже кратковременные нарушения и перебои в работе транспортных систем могут иметь очень серьезные последствия. Альтернативный способ производства ^{99}Mo путём захвата нейтронов мишенью ^{98}Mo является важным процессом, который не имеет ни одного из перечисленных выше недостатков, однако молибден с низкой удельной активностью не подходит для изготовления обычных генераторов, в которых используется небольшая колонка с сорбентом.

Радионуклидный генератор $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$. Радионуклидный генератор представляет из себя контейнер, в котором внутри защитной оболочки находится относительно долгоживущий материнский нуклид (в данном случае ^{99}Mo) и хроматографическая колонка, позволяющая выделить с высокой степенью чистоты короткоживущий дочерний нуклид (в данном случае $^{99\text{m}}\text{Tc}$). Таким образом, радионуклидный генератор можно транспортировать до конечного места использования, где из него будет извлекаться дочерний короткоживущий нуклид прямо перед использованием.

Генератор $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$ является наиболее часто используемым генератором в ядерной медицине. Несмотря на некоторые недостатки, сами по себе ядерно-физические свойства технеция настолько удобны для проведения ОФЭКТ (например, подходящая для детектирования энергия γ -частиц), что на все минусы можно закрыть глаза. РФП на основе технеция позволяют очень эффективно диагностировать те или иные процессы.

Большинство коммерческих генераторов используют хроматографическую колонку, в которой ^{99}Mo адсорбирован на оксиде алюминия. Количество сорбента зависит от удельной активности ^{99}Mo . Обычно ^{99}Mo фиксируют на оксидом носителя в форме молибдат-ионов (MoO_4^{2-}) или фосформолибдат-ионов ($\text{H}_4[\text{P}(\text{Mo}_2\text{O}_7)_6]^{3-}$).

В слабокислом растворе молибдат-анионы полимеризуются, образуя гомополимеры. В присутствии катионов Al^{3+} образуется устойчивый гидрополимер.

Как правило, в клинике такой генератор используется не больше недели, так как перестаёт хватать активности на всех пациентов. А в научных исследованиях или при валидации методик анализа хватает и второй, и третьей недели работы генератора. В клинических исследованиях каждому пациенту необходимо вводить индивидуальную активность, которая учитывается, исходя из чувствительности камеры, характеристики препарата, веса пациента и так далее. Часто нужны довольно высокие активности, поэтому после недели работы генераторы из клиники списывают и заказывают новые.

Иод-123. Радионуклид ^{123}I (ЭЗ; $T_{1/2} = 13.2$ ч) также почти идеален для ОФЭКТ-исследований. Для производства этого радионуклида было исследовано около 25 ядерных процессов. Среди них только четыре имеют прикладное значение. На низкоэнергетических циклотронах ^{123}I получают по реакции $^{123}\text{Te}(p, n)^{123}\text{I}$, а на циклотронах средних энергий — по реакции $^{124}\text{Te}(p, 2n)^{123}\text{I}$ (природное содержание ^{124}Te составляет 4.7%, а ^{123}Te — 0.9%). В каждом случае используется высокообогащенный материал мишеней. Восстановление ^{123}I осуществляется сухим способом. Третий путь производства ^{123}I — реакция $^{127}\text{I}(p, 5n)^{123}\text{Xe}$ с последующим распадом ксенона-123 ($T_{1/2} = 2.1$ ч) до ^{123}I . Четвертый путь производства ^{123}I — процесс $^{124}\text{Xe}(p, 2n)^{123}\text{Cs} \rightarrow ^{123}\text{Xe} \rightarrow ^{123}\text{I}$. Этот процесс предполагает использование высокообогащенного ^{124}Xe и циклотрона средних энергий. Развитие этого процесса четко демонстрирует меняющиеся требования к качеству важных с медицинской точки зрения радионуклидов: в отличие от вышеупомянутых трех путей, этот процесс приводит к ^{123}I очень высокой чистоты. Природное содержание ^{124}Xe составляет всего 0.1%, поэтому высокообогащенный ^{124}Xe стоит очень дорого.

Таллий-201. Радионуклид ^{201}Tl (ЭЗ; $T_{1/2} = 72.9$ ч) может использоваться для измерения кровотока в миокарде и имеет относительно длительный срок хранения. Для производства ^{201}Tl также было исследовано несколько методов, однако обычно используется реакция $^{203}\text{Tl}(p, 3n)^{201}\text{Pb}$ с последующим превращением ^{201}Pb в ^{201}Tl с периодом полураспада 9.4 ч. Производство ^{201}Tl без носителя путем облучения ^{203}Tl или $^{\text{nat}}\text{Tl}$ включает два этапа: сначала ^{201}Pb отделяется от матрицы, ему дают разложиться в течение оптимального времени (32 ч), в результате чего образуется ^{201}Tl . Затем происходит удаление дочернего элемента анионообменной хроматографией.

Фтор-18 и иные позитронные излучатели. Количество позитрон-излучающих радионуклидов велико. Однако на сегодняшний день исследования ПЭТ проводятся в основном с тремя короткоживущими излучателями органических позитронов: ^{11}C ($T_{1/2} = 20.4$ мин), ^{15}O ($T_{1/2} = 2$ мин) и ^{18}F ($T_{1/2} = 110$ мин), и в меньшей степени с ^{13}N ($T_{1/2} = 10$ мин). В общем случае, для получения этих нуклидов подходят ядерные реакции низкой энергии, такие как (p, n), (p, α), (d, n), (d, α) и циклотрон малогабаритных размеров (**Таблица 9**).

Таблица 9. Распространённые методы производства позитронных излучателей медицинского назначения.

Нуклид	$T_{1/2}$	Реакция	Мишень	Продукт
^{18}F	110 мин	$^{18}\text{O}(p, n)^{18}\text{F}$ $^{20}\text{Ne}(d, \alpha)^{18}\text{F}$	H_2^{18}O $^{18}\text{O}_2/(\text{F}_2)$ $\text{Ne}(\text{F}_2)$	$^{18}\text{F}^-$ ^{18}FF $^{18}\text{F}_2$
^{15}O	2 мин	$^{14}\text{N}(d, n)^{15}\text{O}$ $^{15}\text{N}(p, n)^{15}\text{O}$	$^{14}\text{N}_2(\text{O}_2)$ $^{15}\text{N}_2(\text{O}_2)$	^{15}OO ^{15}OO
^{13}N	10 мин	$^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{N}$	H_2^{16}O	$^{13}\text{NO}_2^-$ $^{13}\text{NO}_3^-$
^{11}C	20.4 мин	$^{14}\text{N}(p, \alpha)^{13}\text{N}$	$\text{N}_2(\text{O}_2)$	^{11}CO $^{11}\text{CO}_2$

Для производства ^{11}C и ^{15}O обычно используются газовые мишени под давлением. Производство ^{18}F осуществляется путём облучения H_2^{18}O . Ранее при использовании реакции $^{18}\text{O}(p, n)^{18}\text{F}$ требовалось двухэтапное облучение. Современные методы производства предполагают одноэтапное облучение воды, с последующим перекачиванием смеси, содержащей фтор-18 в блок синтеза. Исследования по оптимизации показывают, что выход и удельная активность полученного ^{18}F в случае реакции $^{18}\text{O}(p, n)^{18}\text{F}$ значительно выше, чем в реакции $^{20}\text{Ne}(d, \alpha)^{18}\text{F}$. Во многих случаях достигнутая удельная активность может быть около 600 ГБк на ммоль. Однако она по-прежнему примерно в 50 раз ниже, чем это необходимо для приготовления некоторых терапевтических РФП, например, нейрорецепторных лигандов, меченных ^{18}F .

Радионуклидная и химическая чистота всех четырех произведенных излучателей позитронов составляет обычно > 99%.

Таким образом, технология производства широко используемых ПЭТ-радионуклидов хорошо отработана.

10.3. Радионуклидная терапия

К наиболее распространённым типам радионуклидной терапии можно отнести: (1) дистанционную лучевую терапию, при которой внешний источник облучает тело человека, (2) контактную лучевую терапию, при которой источник вводится непосредственно в тело человека (локально), и (3) радионуклидную терапию с использованием открытых источников (циркулирует по всему телу).

Дистанционная лучевая терапия. Рентгеновское излучение высокой энергии. Источниками излучения служат линейные ускорители электронов (торможение электронов с испусканием рентгеновского излучения). Излучающая головка ускорителя перемещается вокруг пациента, за счет чего облучение можно проводить под разными углами и, как следствие, опухоль получает максимум дозы при минимальной лучевой нагрузке на нормальные ткани. **Применение:** облучение глубоко расположенных опухолей (центральная нервная система, мочевого пузыря, легкое).

Гамма-терапия. Источником служит γ -излучающий радионуклид. Механизм работы аналогичен тому, что имеется в установках по облучению рентгеновским излучением высокой энергии. **Применение:** лечение опухолей внутренних органов и поверхностно расположенных, лечение неопухолевых заболеваний, лечение рака костного мозга (тотальное облучение тела с последующей пересадкой костного мозга).

Облучение электронами. Источник — линейный ускоритель электронов или бетатрон. **Применение:** повторная лучевая терапия.

Облучение протонами. Источник ускоренных протонов — синхротрон, фазотрон, циклотрон. Преимущества метода заключается в способности протонов выделять большую часть энергии в конечной точке пробега. За счёт этого можно повысить дозу на паталогические ткани и снизить дозу на окружающие здоровые. **Применение:** терапия внутричерепных новообразований различного размера, лечение радиорезистентных опухолей с малым диаметром.

Облучение нейтронами. Источник нейтронов — реактор или генератор нейтронов. Особенности метода: в клетке возникает двойной разрыв ДНК, что приводит к ее гибели, однако при этом гибнут не только опухолевые, но и здоровые клетки, то есть при облучении нейтронами характерен высокий процент лучевых повреждений в здоровых тканях. При этом метод имеет и ряд преимуществ: слабо зависит от насыщения клеток кислородом и фазы клеточного цикла, обладает высокой эффективностью повреждающего действия (разовая доза 0.8–1.8 Гр, суммарная — 15–25 Гр). Эффективность лечения может быть повышена на 20–40% в сочетании с γ -терапией (сохранение положительных эффектов нейтронного облучения и ослабление недостатков). **Применение:** терапия радиорезистентных опухолей, саркомы костей, мягких тканей.

Нейтрон-захватная терапия. Представляет собой терапию бинарного действия, действует избирательно. В основе метода лежит способность ядер к поглощению тепловых и резонансных нейтронов с образованием вторичного излучения (^{10}B , ^6Li , ^{110}Cd , ^{157}Gd). Эти элементы медленно переходят из крови в головной мозг, а в опухолевую ткань поступают значительно быстрее. Уже через 30 мин после внутривенного введения соединений бора его концентрация в опухоли мозга в 4–5 раз выше, чем в нормальной ткани — это позволяет существенно увеличить селективность лучевой терапии с использованием нейтронов. Механизм действия включает в себя введение радиофармпрепарата, накопление изотопа в опухоли, облучение её потоком нейтронов. Требования к источникам нейтронного излучения для НЗТ: плотность потока нейтронов $\Phi \sim 10^9$ частиц/см² с, наличие препарата, селективно поглощающегося патологическими тканями. Концентрация бора и лития в мышечной ткани очень велика, и поэтому нейтронозахватную терапию нельзя применять при опухолях туловища и конечностей. Этот метод применим только при опухолях мозга.

Контактная лучевая терапия (брахитерапия). Лучевая терапия, при которой источник излучения располагается как можно ближе к патологическому очагу (опухоли) или непосредственно в опухоли. Способ доставки радионуклида к опухоли: в виде жидкости (коллоидные растворы) или твердого вещества (закрытый источник ионизирующего излучения). По типу имплантации источника брахитерапия делится на следующие типы:

Внутриполостная — источники вводятся в полости тела в непосредственной близости к объёму опухоли в виде коллоидного раствора β -активного нуклида (^{90}Y , ^{32}P , ^{198}Au) с относительно коротким периодом полураспада.

Внутриканевая — проводится путём введения в организм короткоживущих β -активных препаратов (^{131}I , ^{32}P , ^{198}Au и др.). Также используются иглы и нейлоновые трубки с радиоизотопами (^{60}Co , ^{182}Ta , ^{192}Ir) или гранулы ^{198}Au .

Аппликационная — осуществляется путем наложения аппликатора, изготовленного из органических материалов, обладающих достаточной пластичностью, чтобы его рабочая поверхность плотно соприкасалась с поверхностью патологического очага. В аппликаторе находятся радиоактивные «семена», содержащие β -активные (^{32}P , ^{204}Tl и др.), реже γ -активные изотопы.

Внутрисосудистая — позволяет заметно уменьшить появление рестеноза (повторного сужения просвета) коронарных сосудов после стентирования. По коронарной артерии к атеросклеротической бляшке продвигаются радиоактивные (^{32}P , $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$, ^{192}Ir) «зерна». Облучение длится 15–20 мин.

Терапевтические медицинские РФП используют радионуклиды (например, ^{131}I или ^{153}Sm), прикреплённые к молекуле, которая присоединяется к поражённой ткани. Количество, необходимое для достижения терапевтического эффекта, обычно намного превышает то, которое необходимо для диагностического сканирования.

Производство терапевтических радионуклидов. Терапевтические радионуклиды обычно производятся в ядерных реакторах. Однако в последние годы циклотроны все чаще используются для производства некоторых из них. В качестве примеров получения в этом пособии будут рассмотрены нуклиды ^{67}Cu и ^{131}I .

Медь-67. Существует значительный интерес к изучению потенциального использования ^{67}Cu в терапевтических целях, который основывается на удобном периоде полураспада ($T_{1/2} = 61.2$ ч) и β -излучении со средней энергией 142 кэВ. ^{67}Cu — это чистый β -эмиттер, который распадается до основного состояния стабильного

^{67}Zn в 20% распадов и в его возбужденные состояния с энергией 93.3 кэВ и 184.6 кэВ в 23% и 56% случаев, соответственно.

Предлагаемые ядерные реакции для производства ^{67}Cu в количествах, соответствующих приложениям ядерной медицины, чаще всего включают реакции $^{67}\text{Zn}(n, p)^{67}\text{Cu}$ и $^{68}\text{Zn}(p, 2p)^{67}\text{Cu}$ — последняя протекает с протонами с энергиями выше 50 МэВ. Другие возможные реакции включают $^{68}\text{Zn}(d, 2pn)^{67}\text{Cu}$, $^{67}\text{Zn}(d, 2p)^{67}\text{Cu}$, $^{64}\text{Ni}(\alpha, p)^{67}\text{Cu}$ и $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$.

Множество подходов к отделению следовых концентраций меди от ионов других металлов включают экстракцию, ионный обмен, сухую перегонку и электролитическое разделение. Однако, поскольку даже следовые количества стабильных примесей могут конкурировать за связывание с молекулой-носителем, предпочтительны хелаты, селективные в отношении иона меди.

Иод-131. ^{131}I имеет период полураспада 8.02 дня и распадается путём β^- -распада в стабильный ^{131}Xe (99%) и ^{131m}Xe (1%), со средним значением энергии β^- -частиц 182 кэВ. Распад ^{131}I сопровождается испусканием интенсивного γ -излучения с энергией 364.5 кэВ (81.2%). Другие γ -фотоны имеют энергии: 637.0 кэВ (7.3%), 284.3 кэВ (6.1%), 80.2 кэВ (2.3%) и ряд более слабых γ -лучей.

Производство ^{131}I нейтронным облучением мишени из ^{130}Te предполагает получение ^{131}Te и ^{131m}Te , претерпевающих β^- -распад с периодами полураспада 30 ч и 2.75 дня, соответственно. Поскольку естественное содержание ^{130}Te составляет 33.8%, ^{131}I , произведенный из естественной мишени Te, всегда содержит ^{127}I и ^{129}I , созданные захватом нейтронов ^{126}Te и ^{128}Te с естественным содержанием 19% и 32% соответственно.

Типы процедур, которые используются для отделения ^{131}I от теллура включают методы сухой перегонки, при которых молекулярный иод улетучивается из мишени при температуре 600–800 °С и мокрые методы, при которых мишень растворяется в соответствующей среде, в которой иод переходит в элементарную форму. Затем свободный иод либо дистиллируется из кислых или основных растворов, содержащих окислитель, либо экстрагируется в неполярный растворитель, такой как четыреххлористый углерод, бензол или толуол. В процессе перегонки образовавшийся иод

улавливается щелочным раствором Na_2SO_3 или с помощью локализованной холодной поверхности.

10.4. Задачи

Семинар 10. Дозиметрия и радионуклидная диагностика.

- 1) Сколько зивертов γ -излучения эквивалентны по биологической опасности 3 Зв α -излучения?
- 2) Рассчитать эквивалентную дозу, полученную за год жителем местности, где годовая доза фоновой радиации равна 1.5 мГр для γ -излучения.
- 3) Какую эквивалентную дозу получит человек за 2 ч, если дозиметр показывает мощность дозы 200 мкР/ч ?
- 4) Какая эквивалентная доза нейтронов с энергией 1 кэВ причинит такой же вред, как 1.2 Зв нейтронов с энергией 1 МэВ ? Какие поглощённые дозы будут получены в каждом случае?
- 5) Рабочий устранял последствия радиационной аварии на тракторе на открытой местности. Определите полученную дозу облучения, если уровень радиации в начале рабочего дня (8:00) был равен 20 Р/ч , в конце дня (16:00) — 10 Р/ч , а коэффициент ослабления радиации кабиной трактора равен 4. Будут ли наблюдаться для тракториста какие-либо последствия от полученной дозы радиации?
- 6) Какова нынешняя суммарная активность трития, образовавшегося в результате испытания ядерного оружия, если общий эквивалент произведённых в открытой местности ядерных взрывов составлял 220 Мт на 1970 год, а удельная активность по тритию при ядерных взрывах в среднем составляет $2.6 \cdot 10^{13} \text{ Бк/Мт}$? Какова общая масса образовавшегося от испытаний трития, сохранившегося до наших дней?
- 7) Допустимая плотность потока нейтронов по санитарным нормам составляет $20 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Известно, что источник испускает 10^6 нейтронов в секунду. Вычислить расстояние, на котором можно работать с источником без дополнительной защиты.
- 8) Бывают ситуации, при которых необходимо изучить метаболизм препарата в организме в течение нескольких дней. Предложите

нуклиды, позволяющие проводить ПЭТ диагностику в течение 72 ч, а также методы их введения в молекулы-носители, обеспечивающие биологические свойства веществ, представляющие собой (1) витамин В₁₂ и (2) фосфолипид.

9) Обычно в ОФЭКТ используются нуклиды с периодом полураспада, исчисляемыми часами. Это связано с удобством их эксплуатации, однако обуславливает большую постдиагностическую лучевую нагрузку на пациента. Если предположить, что имеется возможность получения нуклида для ОФЭКТ диагностики непосредственно рядом с клиникой, то какие нуклиды рационально было бы использовать для такой диагностики, если процедура длится не более 30 мин? Какие методы получения таких нуклидов можно предложить?

Учебное издание

Болотин Дмитрий Сергеевич
Караван Мария Дмитриевна

РАДИОАКТИВНОСТЬ И ЕЁ ПРИМЕНЕНИЕ

Выпускающий редактор Е. И. Осянина
Подготовка оригинал-макета П. Я. Бурьянов

Подписано в печать 03.12.2024. Формат 60x84/16. Усл. печ. л. 10,69.
Тираж 100 экз. Заказ 2112.

Издательство «Бук». 420029, г. Казань, ул. Академика Кирпичникова, д. 25.
Отпечатано в типографии «Т8 Издательские Технологии»,
г. Москва, Волгоградский пр-т, д. 42, корп. 5