И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ИНДУСТРИЯ

Курс лекций

Лекция 8. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЯДЕРНОЙ ИНДУСТРИИ

Содержание

1. ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ	1
1.1 Атомное ядро.	1
1.2.Радиоактивный распад.	4
1.3 Ядерные реакции.	7
2. ИОНИЗИРУЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ	14
2.1 Виды излучений	14
2.2 Взаимодействие излучения с веществом	17

Фундаментальную основу для практического использования ядерной энергии составляет учение о радиоактивности. Именно знание законов радиоактивного распада и накопления радионуклидов (в том числе – деления), законов, управляющих термодинамикой и кинетикой ядерных реакций, позволило создать ядерное оружие, ядерные реакторы и установки термоядерного синтеза, изотопные источники тока, а также многочисленные способы использования радионуклидов и ионизирующих излучений. В данной лекции приводится информация по строению атома и атомного ядра, радиоактивному распаду, ядерным реакциям, взаимодействию ионизирующего излучения с веществом, необходимая для понимания принципов функционирования оборудования для получения и использования ядерной энергии.

1. ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

1.1 Атомное ядро.

Атом (неделимый), мельчайшая частица химического элемента, сохраняющая его свойства

Нуклид - разновидность атома, характеризуемая числом протонов и нейтронов, а в некоторых случаях энергетическим состоянием ядра.

Радионуклид - нуклид, испускающий ионизирующее излучение.

Ионизирующее излучение - поток заряженных или нейтральных частиц и квантов электромагнитного излучения, прохождение которых через вещество приводит к ионизации и возбуждению атомов или молекул среды. По своей природе делится на фотонное (гамма-излучение, тормозное излучение, рентгеновское излучение) и корпускулярное (альфа-излучение, электронное, протонное, нейтронное, мезонное).

Атом можно рассматривать как шар, состоящий из расположенного в центре чрезвычайно малого ядра и электронной оболочки, подразделенной на слои. Для нейтрального атома число находящихся в атомном ядре протонов, которые являются носителями положительных зарядов, определяет заряд ядра или порядковый номер и равно числу электронов в оболочке. Атом имеет размер прядка 10^{-8} см. Массу атома обычно выражают в атомных единицах. Атомная единица массы (а.е.м.) — единица массы, применяемая для выражения масс микрочастиц. За 1 а.е.м. принята 1/12 часть массы атома углерода с массовым числом 12 (т.н. углеродная шкала). 1 а.е.м. = $1,6605655*10^{-27}$ кг. За атомную массу элемента, состоящего из смеси изотопов, принимают среднее значение атомной массы изотопов с учетом их процентного содержания. Атомная масса меньше суммы масс составляющих атом частиц (протонов, нейтронов, электронов) на величину, обусловленную энергией их взаимодействия (Дефект массы).

Ядро атомное, положительно заряженная центральная часть атома, в которой сосредоточена практически вся масса атома. Состоит из протонов и нейтронов (нуклонов). Число протонов определяет электрический заряд атомного ядра и порядковый номер Z атома в периодической системе элементов. Число нейтронов равно разности массового числа и числа протонов. Объем атомного ядра пропорционален числу нуклонов в ядре. В поперечнике тяжелые ядра достигают 10^{-12} см. Плотность ядерного вещества порядка 10^{14} г/см³.

Электрон — стабильная отрицательно заряженная частица со спином $\frac{1}{2}$, массой около $9*10^{-28}$ г и магнитным моментом равным магнетону Бора; относится к лептонам и участвует в электромагнитном, слабом и гравитационном взаимодействиях.

Нуклон (от лат. nucleous – ядро) – общее название протона и нейтрона, являющихся составными частями атомных ядер.

Протон (от греч. protos – первый) – стабильная элементарная частица с зарядом +e, со спином ½, магнитным моментом μ =2,79 μ _B и массой 1838,5 электронных масс, относящаяся к группе барионов (класс андронов). Положительный заряд протона точно равен элементарному заряду $e=1,6021773\ 10^{\circ}$ 9 Кл, масса протона равна $m_p = 1,6726231 \cdot 10^{-27}$ кг= 1,00726470 а.е.м. = 938,27231 МэВ.

Нейтрон (ни тот ни другой), электрически нейтральная элементарная частица со спином $\frac{1}{2}$ и массой, превышающей массу протона на 2,5 электронных масс; относится к барионам. В свободном состоянии нейтрон нестабилен и имеет время жизни около 16 мин. Вместе с протонами нейтроны образуют атомные ядра; в ядрах нейтрон стабилен.

Изотопы - нуклиды с одинаковым числом протонов, но различным количеством нейтронов.

Для объяснения отличия экспериментальных значения магнитных моментов протона и нейтрона от теоретических ($\mu_p = 1 \mu_B$, $\mu_n = 1 \mu_B$) нуклонам должна быть приписана определенная структура.

Атомные ядра состоят из нуклонов – ядерных протонов (Z – число протонов) и ядерных нейтронов (N – число нейтронов). Нуклоны удерживаются ядерными силами Число нуклонов A представляет собой сумму чисел протонов и нейтронов A= Z + N, при этом ядро имеет Z положительных элементарных зарядов. Эта сумма всегда является целым числом; ее не следует отожествлять с атомной массой.

Замечание. Названия «ядерные протоны» и «ядерные нейтроны» указывают на различия, которые существуют между частицами, находящимися в ядре, и частицами в свободном состоянии. Так, например, в отличие от связанных в атомном ядре нейтронов, свободные нейтроны не стабильны и превращаются с периодом полураспада 12,4 мин в протоны с испусканием электронов и антинейтрино, β - распад).

Ядерные силы, силы, удерживающие нуклоны (протоны и нейтроны) в атомном ядре. Атомные силы действуют только на расстояниях порядка 10^{-13} см и достигают величины в 100-1000 раз превышающей силу взаимодействия электрических зарядов. Ядерные силы не зависят от заряда нуклонов. Они обусловлены сильным взаимодействием.

Масса атомного ядра не равна сумме масс Z протонов и N нейтронов, так как масса нуклона меньше массы свободного протона или нейтрона. Указанное различие в массах обусловливает связь нуклонов в атомном ядре. Масса нуклона, называемая также атомной массой, выражается в атомных единицах массы (а.е.м.). Так как, по уравнению Эйнштейна,

 $(c=3*10^{10} \text{ см/сек} - \text{скорость света в пустоте})$ масса эквивалентна энергии, массу нуклида можно выразить вместо атомных единиц в единицах энергии, принимая, что 1 а.е.м. = $1,4923*10^{-10}$ Дж = $1,4923*10^{-3}$ эрг = 931,5 МэВ. (1 эВ/атом = $9,63*10^4$ Дж/моль = 23 ккал/моль).

Массу атома следовало бы вычислять как сумму масс протонов, электронов и нейтронов, из которых он был построен. Однако точное определение массы атомов показало, что экспериментально полученные массы всегда меньше значений, вычисленных как сумма масс частиц, составляющих ядро. Эта разность масс (дефект массы) равен:

$$\Delta m = Zm_p + Nm_n + Zm_e - m = Zm_H + Nm_n - n$$

и, эквивалентна энергии связи $\Delta E = \Delta mc^2$.

Дефект массы – уменьшение массы M системы по сравнению с суммарной массой $\sum m$ всех отдельно взятых ее элементарных составных частей, обусловленное энергией их связи в системе.

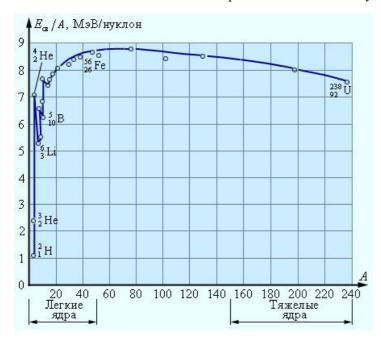
Энергия связи – энергия, которую необходимо затратить для разделения системы на ее элементарные составные части.

Дефект массы, являясь мерой энергии связи, представляет собой так же, как и эта энергия, меру устойчивости системы.

Эта энергия расходуется на взаимосвязь нуклонов в атомном ядре, поэтому ее называют энергией связи Е'св. С другой стороны, эта энергия является той энергией, которую необходимо затратить, чтобы разделить атомное ядро на составляющие нуклоны. Если

энергию связи атома разделим на число нуклонов, то получим среднее значение энергии связи на один нуклон E'_{cs}/A .

<u>Пример</u>: Для 4 He: $E'_{cs} = 2m_H + 2 m_n - m_{He} = (2*1,007825 + 2*1,008665 - 4,002604) а.е.м. = 0,030376 а.е.м. = 28,30 МэВ. Энергия связи на один нуклон для <math>{}^4$ He составляет 7,1 МэВ.



Изменение массы покоя ядер (дефект массы), сопровождающее ядерное превращение может достигать 0,1%, тогда как перестройка внешних электронных оболочек, происходящая при химических превращениях, сопровождается изменением массы покоя атомов и молекул не более, чем на 10⁻⁷%.

Рис.1 Зависимость средней энергии связи в расчете на один нуклон от массового числа.

Зависимость энергии связи на один нуклон от числа нуклонов (**Puc.1**) проходит через максимум. Для нуклидов с A>11 (Z>5) среднее значение энергии связи на один нуклон

составляет от 7,4 до 8,8 МэВ. Средняя энергия связи на один нуклон ядра, у большинства ядер середины периодической системы элементов примерно одинакова и составляет около 8,6 Мэв. Для нуклидов с А≈60, т.е. для группы элементов Fe-Co-Ni, энергии связи на нуклон имеет максимальное значение. Это указывает на то, что данные элементы по своим ядернофизическим свойствам являются наиболее устойчивыми. При этом, значение энергии связи на нуклон для нуклидов с четным числом нуклонов всегда выше среднеарифметического значения соответствующих величин для соседних нуклидов с нечетным числом нуклонов. У ряда легких ядер средняя энергия связи оказывается существенно меньше (приблизительно 1 Мэв у дейтерия), а у тяжелых ядер она уменьшается с ростом числа нуклонов в ядре и достигает примерно 7,5 Мэв для урана. Вследствие этого энергетически выгодны реакции синтеза легких ядер и деления тяжелых ядер. Так, в реакции синтеза ядер гелия из дейтерия и трития выделяется энергия 17,6 Мэв, или 3,5 Мэв на нуклон. Деление ядер урана сопровождается выделением энергии около 200 Мэв, или 1 Мэв на нуклон.

<u>Пример.</u> Пусть, например, ядро урана $^{238}_{92}U$ делится на два одинаковых ядра с массовыми числами 119. У этих ядер, как видно из **Puc.1**, удельная энергия связи порядка 8,5 МэВ/нуклон. Удельная энергия связи ядра урана 7,6 МэВ/нуклон. Следовательно, при делении ядра урана выделяется энергия, равная 0,9 МэВ/нуклон или более 200МэВ на один атом урана.

Рассмотрим теперь другой процесс. Пусть при некоторых условиях два ядра дейтерия 2_1H сливаются в одно ядро гелия 4_2He . Удельная энергия связи ядер дейтерия равна 1,1 МэВ/нуклон, а удельная энергия связи ядра гелия равна 7,1 МэВ/нуклон. Следовательно, при синтезе одного ядра гелия из двух ядер дейтерия выделится энергия, равная 6 МэВ/нуклон или 24 МэВ на атом гелия. Следует обратить внимание на то, что синтез легких ядер сопровождается примерно в 6 раз большим выделением энергии на один нуклон по сравнению с делением тяжелых ядер.

График **Puc.1** имеет существенное значение для ядерной энергетики. Очевидно, что как ядерный синтез (реакции слияния легких ядер), так и деление (распад тяжелых ядер на отдельные осколки) сопровождаются большим дефектом масс, и, следовательно, выделением большого количества энергии. Асимметричный вид графика показывает, что при ядерном синтезе выделение энергии будет значительно выше, чем при делении. К сожалению, развитие науки пошло таким образом, что процесс ядерного деления удалось реализовать в

энергетических установках, тогда как реакторы ядерного синтеза до сих пор не созданы. В настоящее время энергия термоядерного синтеза реализуется только в водородной бомбе.

На **Рис.2** приведена диаграмма, показывающая числа протонов и нейтронов в стабильных ядрах. У ядер, следующих за висмутом (Z>83), из-за большого числа протонов полная стабильность оказывается вообще невозможной.

1.2.Радиоактивный распад.

Нуклидом называют атомы или ядра с данным числом нуклонов и данным зарядом ядра. Нуклиды могут быть стабильными и нестабильными, т.е. радиоактивными. Из 2000 нуклидов, известных в настоящее время, стабильными являются только 271 нуклид. Остальные нуклиды нестабильны, т.е. радиоактивны; они превращаются путем одного или нескольких последовательных распадов, которые сопровождаются испусканием частиц или γ-квантов, в стабильные нуклиды.

Радиоактивный распад возможен только в том случае, если сумма масс продуктов будет меньше массы исходного нуклида.

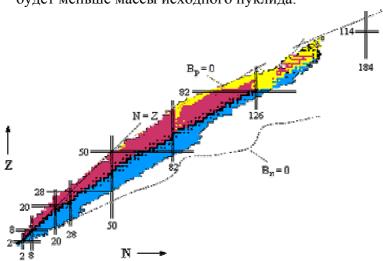


Рис.2 Z-N диаграмма известных нуклидов (черные точки – стабильные изотопы, цветные – радиоактивные (с разными типами распада)).

Радиоактивный распад имеет статистическую природу; атомные ядра превращаются независимо друг в друга; каждый радионуклид имеет характерную для него вероятность Для распада. отдельного атома нестабильного нуклида нельзя предсказать момент времени превращения. Вероятность

обусловливается свойствами данного вида ядер, т.е. она не зависит от химического и физического состояния радионуклида.

<u>Радиоактивность</u>, самопроизвольное превращение неустойчивых атомных ядер в ядра других элементов, сопровождающееся испусканием частиц или электромагнитного излучения (гамма-квантов). Известно несколько типов радиоактивности: альфа-распад, бета-распад, спонтанное деление атомных ядер, протонная и двухпротонная радиоактивность и др. Для радиоактивности характерно экспоненциальное уменьшение среднего числа ядер во времени.

Согласно закону радиоактивного распада, число распадающихся в единицу времени атомов dN/dt пропорционально числу имеющихся атомов N:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N = A,$$

где А – радиоактивность радионуклида.

Коэффициент пропорциональности λ называется постоянной распада. Интегрирование вышеприведенного уравнения при условии, что в начальный момент времени t=0 количество радиоактивных ядер составляет N_0 , приводит к уравнению

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

Согласно экспоненциальному закону, в равные промежутки времени всегда распадаются равные части имеющихся радиоактивных атомов. В качестве меры устойчивости радиоактивного нуклида используют период полураспада Т, т.е. промежуток времени, в течение которого распадается половина данного количества радиоактивного нуклида:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,69315}{\lambda}.$$

 $\underline{\textit{Период полураспада}}$ - время, требующееся для распада половины атомов данного радиоактивного вещества.

Среднее время жизни нуклида $\tau = 1/\lambda$ - промежуток времени, в течение которого число имевшихся атомов уменьшается в е раз.

$$\tau = -\frac{1}{N} \int_{0}^{t} t dN = \frac{1}{N} \int_{0}^{\infty} t \lambda N dt = \lambda \int_{0}^{\infty} t e^{-\lambda t} dt =$$

$$= -\left[\frac{\lambda t + 1}{\lambda} e^{-\lambda t}\right]_{0}^{\infty} = \frac{1}{\lambda}.$$

Так как активность $A = \lambda N$, то закон радиоактивного распада

$$A = A_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

Единица активности в системе СИ - Беккерель (Бк, Bq). Внесистемная единица - Кюри (Ки, Ci). 1 Ки = $3.7*10^{10}$ Бк; 1 Бк = 1 расп/с; 1 Бк= $2.7*10^{-11}$ Ки.

Беккерель, единица СИ активности радиоактивных изотопов, названа по имени А.Беккереля, обозначается 1 Бк. 1 Бк соответствует 1 распаду в секунду.

Массу т радионуклида активностью А можно рассчитать по формуле :

$$m = 2.4*10^{-24}*M*T*A$$

где M - массовое число радионуклида, A - активность в Беккерелях, T - период полураспада в секундах. Масса получается в граммах.

Если несколько радиоактивных веществ смешать вместе, то наблюдаемая полная активность представляет собой сумму активностей всех веществ

$$A(t) = \sum_{i=1}^{n} a_i \exp(-\lambda_i t),$$

где λ_i — постоянная распада і-го радионуклида, n — число радионуклидов в смеси.

Атом, образовавшийся в результате радиоактивного превращения (продукт распада), может сам оказаться радиоактивным и обладать собственным характерным излучением и периодом полураспада. Рассмотрим ситуацию образования радиоактивного дочернего продукта из радиоактивного предка:

$$A \xrightarrow{\lambda_1} B \xrightarrow{\lambda_2} \underline{C}$$

<u>Продукт распада</u> - нуклид или радионуклид, образующийся при распаде. Он может образовываться непосредственно при распаде одного радионуклида или в результате серии последовательных распадов нескольких радионуклидов.

Обозначим индексом 1 изотоп А, а индексом 2 - изотоп В.

Тогда дифференциальное уравнение имеет вид:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2,$$

Решение этого линейного дифференциального уравнения первого порядка:

$$N_{2} = \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{2} - \lambda_{1}} N_{10} \left(e^{-\lambda_{1}t} - e^{-\lambda_{2}t} \right) + N_{20} e^{-\lambda_{2}t}$$

здесь N_{10} и N_{20} - значения N_1 и N_2 при t=0.

Кривая, показывающая изменение во времени числа атомов второго изотопа, проходит через начало координат и имеет максимум в момент времени

$$t_m = \frac{2.303}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\lg \lambda_2 - \lg \lambda_1 \right)$$

В момент $t=t_m$ скорость распада дочернего вещества $\lambda_2 N_2$ в точности равна скорости его образования $\lambda_1 N_{1,}$ т.е. $A_1 = A_2$. Время точки перегиба кривой изменения активности дочернего нуклида найдем из условия $d^2 N_2/dt^2 = 0$: $t_{nep} = 2t_m$.

В зависимости от того, какое из двух веществ в цепочке из двух генетически связанных радионуклидов обладает большим периодом полураспада, различают три основных случая: случай отсутствия равновесия, подвижное и вековое равновесия.

Если $\lambda_2 < \lambda_1$ ($T_2 > T_1$), суммарная активность $N_1(t) \lambda_1 + N_2(t) \lambda_2$ будет монотонно уменьшаться (отсутствие радиоактивного равновесия, **Рис.3**).

Если $\lambda_2 > \lambda_1$ ($T_2 < T_1$), суммарная активность вначале растет за счет накопления ядер 2, затем проходит через максимум и начинает падать (после прохождения пика активность дочернего нуклида всегда больше активности материнского). При больших временах активности как первого так и второго изотопов будут изменяться во времени в соответствии с константой распада дочернего нуклида (короткоживущий потомок находится на иждивении долгоживущего предка).

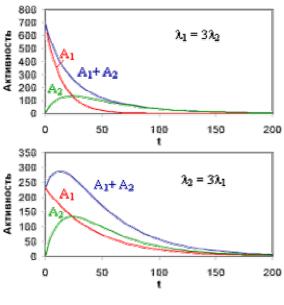


Рис.3 Изменение во времени активности генетически связанных радионуклидов (вверху – отсутствие радиоактивного равновесия, внизу – подвижное радиоактивное равновесие).

Если $\lambda_2 >> \lambda_1$, при достаточно больших временах активности второго $A_2 = \lambda_2 N_2$ и первого изотопов $A_1 = \lambda_1 N_1$ практически сравняются. В дальнейшем активности как первого так и второго изотопов будут изменяться во времени одинаково.

 $A_1(t) = N_{10}(t) \lambda_1 e^{-\lambda_1 t} = N_1(t) \lambda_1 = A_2(t) = N_2(t) \lambda_2.$ То есть устанавливается так называемое **вековое равновесие**, при котором число ядер изотопов в цепочке распадов связано с постоянными распада (периодами полураспада) простым соотношением.

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda 2} = \frac{T_1}{T_2}$$

Поэтому в естественном состоянии все изотопы, генетически связанные в радиоактивных рядах, обычно находятся в определенных количественных соотношениях, зависящих от их периодов полураспада.

Разновидностью общей схемы радиоактивного распада является разветвленный распад. Ветвление означает, что при распаде радионуклида образуется не один дочерний нуклид, а два (иногда и несколько) нуклида:

$$A \xrightarrow{\lambda_b \to B} B$$

$$\xrightarrow{\lambda_c \to C}$$

По типу испускаемых частиц различают следующие виды радиоактивного распада:

- А) α распад испускание ядер ${}^{4}He$ (α частицы, ${}^{4}He^{2+}$).
- б) β распад, который подразделяется на β распад (испускание электронов и антинейтрино), β распад (испускание позитронов и нейтрино) и электронный захват (э.з.):
- в) эмиссия γ квантов (например, при изомерном переходе), электронов конверсии и электронов Оже;
- г) спонтанное деление.
- д) экзотические типы распада (распад протонов из основного состояния ядра, испускание протонов из изомерного состояния, испускание запаздывающих протонов, испускание двух запаздывающих протонов, испускание запаздывающих альфа—частиц, спускание запаздывающих нейтронов, запаздывающее деление (деление ядра из изомерного состояния), кластерная радиоактивность (явление самопроизвольного испускания ядрами ядерных фрагментов (кластеров) тяжелее, чем практике почти не встречающиеся.

При альфа- и бета-распадах дочернее ядро часто оказывается в возбужденном состоянии, переход его в стабильное состояние сопровождается испусканием гамма-квантов. Бета распад характерен для сравнительно легких ядер, для тяжелых ядер характерен альфараспад, а для сверх тяжелых ядер – деление.

С точки зрения атомной энергетики важнейшим типом распада является спонтанное деление. Под спонтанным делением подразумевают радиоактивный распад, при котором атомное ядро распадается на два приблизительно равных осколка. Известно лишь небольшое число нуклидов (например, 250 Cm, 254 Cf, 256 Fm, 260 Ku), для которых спонтанное деление преобладает над другими видами распада. Осколки деления отдают свою энергию возбуждения, излучая нейтроны и γ - кванты (например, при спонтанном делении 240 Pu испускается 2,19 нейтрона на один акт деления).

1.3 Ядерные реакции.

Ядерными реакциями называют процессы, в которых атомные ядра претерпевают превращения в результате их взаимодействия с элементарными частицами и другими атомными ядрами. Эти процессы могут вызвать глобальные изменения в атомных ядрах. Большое число ядерных реакций протекает с образованием промежуточного составного ядра, которое отдает свою энергию возбуждения путем эмиссии γ-квантов и переходит при этом в основное состояние конечного продукта. Следствием взаимодействия бомбардирующих частиц (ядер) с ядрами мишени может быть: 1) Упругое рассеяние, при котором ни состав, ни внутренняя энергия не меняются, а происходит лишь перераспределение кинетической энергии в соответствии с законом внутреннего удара. 2) Неупругое рассеяние, при котором состав взаимодействующих ядер не меняется, но часть кинетической энергии бомбардирующего ядра расходуется на возбуждение ядра мишени. 3) Собственно ядерная реакция, в результате которой меняются внутренние свойства и состав взаимодействующих ядер.

Ядерная реакция характеризуется тепловым эффектом, который представляет собой разность масс покоя вступающих в ядерную реакцию и образующихся в результате реакции ядер, выраженную в энергетических единицах, т.е. энергетический эффект ядерной реакции определяется в основном разницей дефектом масс конечных и исходных ядер. Если тепловой эффект положителен, то ядерная реакция идет с выделением энергии и называется экзотермической. Если тепловой эффект отрицателен, то для осуществления ядерной реакции энергия относительного движения вступающих в реакцию ядер должна быть не меньше теплового эффекта. При бомбардировке пучком частиц неподвижной мишени кинетическая энергия бомбардирующих ядер должна быть не меньше пороговой энергии $E_{\text{пор}}$, связанной с тепловым эффектом Q соотношением:

$$E_{nop} = Q \frac{m_A}{m_x + m_A}$$

где m_A и m_x – массы соответственно ядра мишени и бомбардирующего ядра.

<u>Пример</u>. При реакции $_1$ Н³(p,n) $_2$ Не⁴ сумма масс исходных ядер равна 4,025149, а продуктов 4,025968. Тепловой эффект этой ядерной реакции отрицателен Q=-0,763 Мэв, а $E_{\text{пор}}$ =1,02 Мэв.

На основании эквивалентности энергии и массы можно вычислить энергию, выделяющуюся или затраченную при протекании ядерной реакции, если точно знать массу всех ядер и частиц, участвующих в реакции. Для реакции в общем виде A(x,y)B имеем

$$\Delta E = (m_A + m_x - m_B - m_v)c^2$$

или в мегаэлектронвольтах

$$\Delta E = (m_A + m_x - m_B - m_v) * 931,5 \text{ M}_3B.$$

В случае, если ΔE — отрицательная величина, то недостающая энергия должна быть восполнена за счет кинетической энергии бомбардирующей частицы. При этом следует учитывать, что не вся кинетическая энергия бомбардирующей частицы превращается в энергию возбуждения, так как часть ее, а именно $m_x/(m_A+m_x)$, в виде энергии отдачи переходит к составному ядру. В соответствии с этим и кинетическая энергия, выделяющаяся

при ядерной реакции, распределяется между продуктами у и В обратно пропорционально их массе.

Вероятность ядерной реакции характеризуют **эффективным** поперечным **сечением** или просто сечением, σ .

<u>Сечение активации</u>, величина, показывающая вероятность образования радиоактивных изотопов при взаимодействии ядерных частиц с атомными ядрами. Обычно выражается в см² или барнах ($1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$).

<u>Сечение захвата</u>, показывающая вероятность присоединения ядерных частиц к атомному ядру. Атомные сечения представляют собой средневзвешенные сечения захвата для естественных смесей изотопов.

Практически наиболее важны реакции радиационного захвата нейтронов и соответствующая им величина — сечение захвата нейтронов; эти реакции — типа (n,γ) приводят к образованию радиоактивного изотопа облучаемого элемента, массовое число которого на единицу больше, чем у изотопа, претерпевшего превращение.

Кроме того, вероятность ядерной реакции характеризуют выходом ядерной реакции, т.е. отношением числа ядерных превращений в мишени к числу упавших на эту мишень бомбардирующих ядер. Функция, описывающая зависимость сечения или выхода ядерной реакции от энергии бомбардирующих ядер, носит название функции возбуждения ядерной реакции. Обычно функцию возбуждения изображают графически, откладывая по горизонтальной оси энергию, а по горизонтальной оси — сечение (или выход).

Сечение σ ядерной реакции можно сравнить с константой скорости k_x химической реакции. Для химической реакции $A+B \rightarrow D$ имеем $\frac{dC_D}{dt} = k_x C_A C_B$.

Аналогично для ядерной реакции A(x,y)B имеем $\frac{dN_B}{dt} = \sigma \Phi_x N_A$, где N_A и N_B – число

атомов A и B в единице объема; Φ_x – плотность потока частиц (част./(см 2* с)); σ - сечение реакции превращения нуклида A в нуклид B.

При прохождении тонкого слоя атомов толщиной h плотность потока частиц x уменьшается по закону:

$$\Phi_{\rm x} = \Phi_{\rm x0} * \exp(-\sigma N_{\rm A} h)$$

Если в мишени кроме реакции A(x,y)B происходят и другие реакции, то полное сечение реакции σ_n равно сумме сечений отдельных реакций:

$$\sigma_n = \sum_{i=1}^n \sigma_i .$$

Сечение ядерной реакции имеет размерность поверхности. За единицу сечения ядерной реакции принимают величину равную 10^{-24} см² и называемую «барн». Эта поверхность является поверхностью мишени в ядре, в которую должна попасть бомбардирующая частица.

Сечение обусловливает вероятность протекания ядерной реакции. Сечение реакций определенного типа сильно зависит от энергии бомбардирующих частиц, т.е. вероятность протекания реакций определенного типа является функцией энергии, которой обладает бомбардирующая частица (в виде кинетической энергии).

Бомбардирующие частицы подразделяют на незаряженные (нейтроны) и заряженные (протоны, дейтоны, альфа-частицы, ускоренные ионы). Мы ограничимся рассмотрением ядерных реакций на нейтронах.

В данном курсе лекций мы будем различать следующие типы нейтронов:

<u>Быстрые нейтроны</u> - нейтроны, кинетическая энергия которых выше некоторого определённого значения, зависящего от области применения; в физике реакторов это значение равно 0,1~M эВ.

<u>Нейтроны деления</u> - мгновенные и запаздывающие нейтроны, образующиеся в процессе деления ядер и сохраняющие свою первоначальную энергию.

Замедляющиеся нейтроны - надтепловые нейтроны, находящиеся в процессе замедления.

<u>Запаздывающие нейтроны</u> - нейтроны, испускаемые при делении атомных ядер образующимися при этом осколками ядер со значительным запаздыванием по отношению к моменту деления (от долей секунды до десятков секунд).

<u>Мгновенные нейтроны</u> - нейтроны деления, образующиеся за время до 10^{-13} с после деления ядра; их доля в общем числе нейтронов деления составляет более 99% для всех делящихся изотопов.

<u>Медленные нейтроны</u> - нейтроны, кинетическая энергия которых ниже некоторого определённого значения, зависящего от области применения; в физике реакторов это значение принимается равным 1 эВ.

<u>Надтепловые нейтроны</u> - нейтроны с энергией, выше которой отсутствует их термодинамическое равновесие с рассеивающими атомами окружающей среды и отсутствует максвелловское распределение по энергии; при нормальной температуре окружающей среды энергия надтепловых нейтронов находится в интервале 0,1-0,2 эB, т. е. сравнима с энергией химических связей.

<u>Первичные нейтроны</u> - нейтроны, испущенные любым источником до того, как они испытают какоелибо взаимодействие.

<u>Промежуточные нейтроны</u> - нейтроны, кинетическая энергия которых находится в интервале между энергиями медленных и быстрых нейтронов; в физике реакторов этот интервал составляет от 1 $\Rightarrow R$ $\Rightarrow R$

<u>Резонансные нейтроны</u> - нейтроны, кинетическая энергия которых соответствует резонансной энергии определённого нуклида; если нуклид не указан, термин относится к резонансным нейтронам урана-238.

<u>Сверхбыстрые нейтроны</u> - нейтроны с энергией более 20 МэВ.

<u>Тепловые нейтроны</u> - нейтроны, находящиеся в состоянии теплового равновесия со средой, в которой они находятся. Средняя энергия нейтронов при обычных температурах составляет 0.025 эВ, что соответствует средней скорости 2200 м/с.

<u>Ультрахолодные нейтроны</u> - нейтроны с энергией менее 10^{-7} эВ.

<u>Холодные нейтроны</u> - нейтроны, кинетическая энергия которых равна нескольким миллиэлектронвольтам или меньше.

Так как нейтрон не имеет заряда, он может приблизиться к ядру на любое расстояние, не испытывая при этом отталкивания. Экзотермические ядерные реакции, т.е. реакции, для которых Q>0, могут поэтому протекать под действием нейтронов с относительно низкой энергией. Поскольку с уменьшением скорости нейтронов вероятность нахождения их вблизи ядра возрастает, сечение реакций захвата нейтронов σ будет обратно пропорционально скорости нейтронов (закон 1/v):

$$\sigma \approx \frac{1}{v} \approx \frac{1}{\sqrt{E}}$$
.

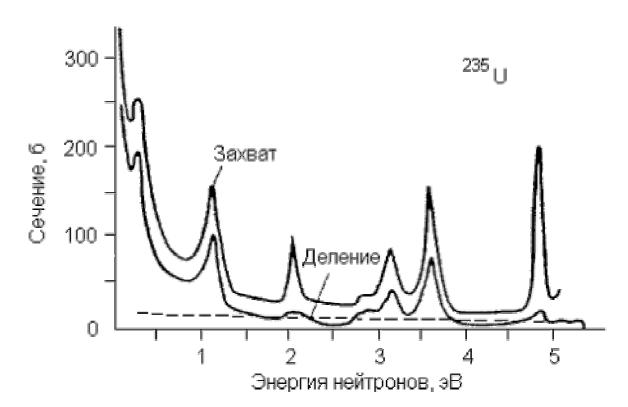


Рис.4 Энергетическая зависимость сечений ядерных реакций в уране-235 и плутонии-239, протекающих с участием нейтронов.



В случае низкоэнергетических нейтронов этот закон выполняется для большинства ядер. Отклонения от него наблюдаются в области энергий 1-100 эв, где на кривой $\sigma(v)$ имеются максимумы (резонансные пики) (**Рис.4**).

Как уже упоминалось, в тяжелых ядрах возможно **спонтанное деление ядер**. Деление ядер может происходить и при бомбардировке некоторых нуклидов элементарными частицами, например, нейтронами. Реакция деления сопровождается интенсивным выделением энергии, причем основная часть энергии освобождается в форме кинетической энергии осколков деления. Образующиеся при делении осколки β-радиоактивны и способны испускать нейтроны.

<u>Деление атомных ядер</u>, распад атомного ядра на 2 (реже 3 или 4) осколка. Деление атомных ядер под действием нейтронов впервые обнаружено О.Ганом и Ф.Штрассманом (1938). Сопровождается выделением вторичных нейтронов, гамма-квантов и выделением энергии. В дальнейшем это позволило осуществить ядерные цепные реакции, создать ядерные реакторы и реализовать ядерный взрыв (атомную бомбу). Самопроизвольное (спонтанное) деление атомных ядер (открыто Г.Н.Флеровым и К.А.Петржаком (1940)) наблюдается лишь у тяжелых элементов (например, у урана) и ограничивает возможность существования более тяжелых трансурановых элементов.

При делении ядра обычно образуются два осколка с массовыми числами A_1 и A_2 и зарядами Z_1 и Z_2 , а также γ -излучение, нейтрино и в среднем от двух до трех нейтронов. Полное энерговыделение на один акт деления ядра урана-235 равно примерно 200 Мэв. Такое энерговыделение определяет огромную теплотворную способность ядерного топлива, превышающую в миллионы раз теплотворную способность химического топлива. Так, например, для получения 1 МВт/сут расходуется всего 1,05 г 235 U. Вторичные нейтроны поддерживают цепную реакцию.

Деление ядер под действием тепловых нейтронов возможно только для четнонечетных или нечетно-нечетных ядер с Z>90. Реакции деления других тяжелых нуклидов имеют барьер; например, для деления 238 U барьер составляет около 1 МэВ.

Различают два вида деления тяжелых атомных ядер на две части с приблизительно одинаковой массой:

- а) спонтанное (самопроизвольное) деление, при котором ядро расщепляется без всякого внешнего вмешательства, т.е. без привнесения энергии;
- б) индуцированное (вынужденное) деление ядер деление после слабого возбуждения атомного ядра. Этот вид деления представляет собой один из видов распада находящихся в возбужденном состоянии ядер, т.е. один из видов выделения энергии составным ядром.

Ядра с Z<90 делятся только вынужденным способом, причем энергия возбуждения, необходимая для деления, растет с уменьшением параметра деления Z^2/A . Вынужденное деление происходит практически мгновенно (τ = 10^{-14} сек). Период полураспада для спонтанного деления меняется для разных ядер в очень широких пределах (от 10^{18} лет для

 237 Np до нескольких десятых долей секунды для далеких трансурановых элементов). Период полураспада уменьшается с ростом параметра Z^2/A .

Деление ядер происходит не симметрично: отношение масс легкого и тяжелого осколков(продуктов деления) равно примерно 2/3 (двугорбая массовая кривая, **Рис.5**).

Продукт деления - нуклид, образующийся в результате либо деления, либо последующего радиоактивного распада образовавшегося таким же образом радиоактивного нуклида.

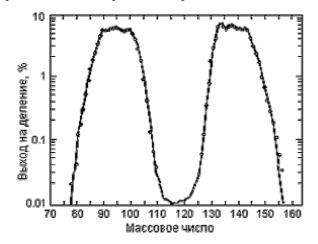


Рис.5 Распределение по массам осколков деления урана-235.

Способностью делиться и участвовать в цепной реакции деления обладают ²³⁵U, ²³³U, ²³⁹Pu, ²⁴¹Pu и некоторые другие нуклиды трансурановых элементов. Нечетные изотопы урана и плутония делятся нейтронами любой энергии, четные (²³⁸U, ²⁴⁰Pu) имеют энергетический порог, слабо делятся в спектре нейтронов деления и совсем не делятся, если нейтроны замедлены. Масса делящегося изотопа и размеры (объем)

критической системы, необходимые для возникновения самоподдерживающейся цепной реакции деления, называют критическими.

Сечение захвата тепловых нейтронов для природной смеси изотопов урана (барн/атом) составляет 7,68, а для ²³⁸U - 2,74 (Для сравнения, сечение деления ²³⁵U равно 582).

Если в результате ядерной реакции C(x,y)D образуется радиоактивный нуклид, то необходимо учитывать его распад за время облучения:

$$\frac{dN_D}{dt} = \sigma \Phi N_C - \lambda N_D.$$

Интегрируя в пределах t=0 и t=t (t – время облучения), принимая $N_D=0$ при t=0, получим количество ядер, образовавшихся в результате нейтронного облучения:

$$N_{D}(t) = \frac{\sigma \Phi N_{C}}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}),$$

где Φ –нейтронный поток, т.е. число нейтронов, проходящих за 1 сек через 1 см мишени; N_c - число атомов активируемого изотопа в мишени, λ - постоянная распада образующегося изотопа, t - время облучения, σ - сечение активации.

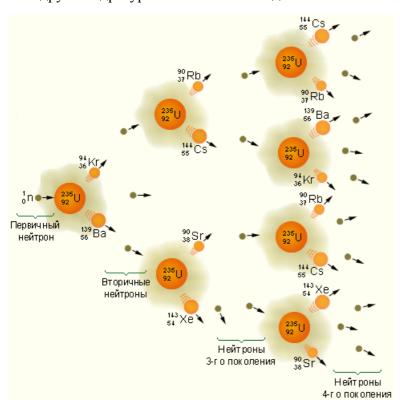
Активность вещества, облученного в течение времени t, спустя время t* после окончания облучения выражается формулой

$$A(t,t^*) = \sigma \Phi N_C (1 - e^{-\lambda t})^* e^{-\lambda t^*}.$$

Цепные ядерные реакции — разветвленные цепные реакции деления тяжелых ядер нейтронами, в процессе которых возрастает число нейтронов и возникает самоподдерживающийся процесс деления.

Цепная реакция — это процесс, который, однажды начавшись, обеспечивает условия для своего продолжения. То есть 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.

При делении ядра урана-235, которое вызвано столкновением с нейтроном, освобождается 2 или 3 нейтрона. При благоприятных условиях эти нейтроны могут попасть в другие ядра урана и вызвать их деление. На этом этапе появятся уже от 4 до 9 нейтронов,



способных вызвать новые распады ядер урана и т.д. Такой лавинообразный процесс называется *цепной реакцией*. Схема развития цепной реакции деления ядер урана представлена на **Рис.6**.

Рис.6 Схема развития цепной реакции деления

Благодаря большой скорости процесса деления число делящихся ядер за короткое время может быть доведено до огромной величины, в результате чего выделится колоссальная внутриядерная энергия.

Как и всякие разветвленные цепные реакции, ядерные цепные реакции — экзотермические. Реальные условия протекания ядерной цепной реакции определяются соотношением вероятностей процессов разветвления реакции и ее обрыва. Преобладание

разветвления обеспечивает самоподдерживающийся процесс, преобладание обрыва означает отсутствие ядерной цепной реакции. К разветвлению цепей приводит лишь деление, тогда как обрыв цепей (т.е. уничтожение нейтронов, без появления новых) может происходить при различных побочных ядерных реакциях с ядрами как самого делящегося вещества, так и других веществ, присутствующих в системе, где происходит цепная ядерная реакция, а также вследствие вылета нейтрона за пределы системы.

Для выяснения принципиальной возможности получения цепной ядерной реакции чрезвычайно важно знать число вторичных нейтронов ν , возникающих в одном акте деления. Значения ν для некоторых нуклидов приведены в **Табл.1**.

Табл.1 Число вторичных нейтронов, возникающих при делении некоторых нуклидов.

Вынужденное	²³³ U	^{235}U	²³⁹ Pu
деление			
	2,58	2,47	3,05
Спонтанное	²⁴⁰ Pu	²⁴⁴ Cm	²⁵² Cf
деление			
	2,26	2,80	3,87

При делении урана вторичные нейтроны уносят в среднем 5 Мэв энергии.

Для практического осуществления цепной реакции знания одной величины v совершенно недостаточно, так как судьба возникших нейтронов деления может быть не одинаковой из-за многообразия видов взаимодействия нейтронов с веществом. Даже если ядерная установка состоит только из одного делящегося вещества — горючего (что невозможно), вторичные нейтроны при взаимодействии с ядрами горючего не обязательно будут приводить к их делению: нейтроны могут испытывать неупругое рассеяние, радиационный захвата, или, наконец, они могут вылететь за пределы ядерной установки. Такие побочные и вредные процессы могут существенно затруднить размножение нейтронов или вообще сделать цепную реакцию невозможной.

Характеристика развития ядерной цепной реакции в данной системе — 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 $k\ge 1$. Системы, в которых k=1, (цепная реакция протекает при постоянной мощности) называются **критическими**, системы c k>1 (мощность реакции нарастает) — **надкритическими** и системы c k<1 — **подкритическими**; k сильно зависит от изотопного состава, размеров и формы системы, в которой осуществляется ядерная цепная реакция.

Коэффициент размножения определяется величиной v, вероятностями различных взаимодействий (приводящих и не приводящих к делению) нейтронов с ураном и примесями, а также конструкцией и размерами установки. Поэтому очень важно знать сечения для процессов деления, неупругого рассеяния и захвата нейтронов ураном при тех энергиях, с которыми они образуются, и, следовательно, энергетический спектр вторичных нейтронов.

Одной из важнейших характеристик цепной реакции является скорость ее нарастания, которая определяется коэффициентом размножения нейтронов k и временем, проходящим между двумя последовательными актами деления, т.е. средним временем жизни одного поколения нейтронов, т_н. Среднее время жизни одного поколения, или средний промежуток времени между двумя последовательными актами деления, складывается из времени деления, времени запаздывания вылета нейтрона из делящегося ядра относительно момента деления и времени перемещения вылетевшего нейтрона до следующего делящегося ядра. Для сокращения т_н, т.е. для получения цепной реакции взрывного типа, процесс размножения нейтронов можно вести на мгновенно вылетающих и быстро движущихся нейтронах, а для получения управляемой цепной реакции нужно, чтобы время запаздывания вылета и время перемещения нейтронов было по возможности большим. Первая составляющая определяется механизмом возникновения вторичных нейтронов, вторая — характером ее взаимодействия с окружающими ядрами после вылета из делящегося ядра, т.е. процессами замедления, диффузии и захвата.

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 энергий: от 0,1 до 10 Мэв, средняя энергия 2 Мэв. Запаздывающие нейтроны составляют менее 1% нейтронов деления. Некоторые осколки (⁸⁷Br, ⁸⁸Br 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 сек. Именно наличие запаздывающих нейтронов позволило конструкторам создать атомный реактор: если бы при делении урана выделялись лишь мгновенные нейтроны, управлять атомным реактором было бы не возможно. Поэтому, несмотря на малый выход, запаздывающие нейтроны имеют огромное значение для регулирования цепной ядерной реакции, обеспечивая безопасность ядерного реактора.

В качестве ядерного топлива используют изотопы урана 235 U и плутония 239 Pu, способные поддерживать цепную реакцию деления. 235 U - единственный природный изотоп, способный к делению при облучении как медленными (тепловыми), так и быстрыми нейтронами 235 U образуется при облучении тория тепловыми нейтронами, а 239 Pu — при захвате нейтронов ядрами 238 U.

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 (т.е. изотопами, способными делиться при облучении нейтронами любых энергий).

Возможность использования урана для получения энергии появилась только после того, как была обнаружена способность 235 U делиться под действием тепловых нейтронов. Отсутствие порога для реакции деления 235 U делает процесс неупругого рассеяния нейтронов неопасным для развития цепной реакции, в результате чего она становится возможной на чистом изотопе 235 U. Важно, что цепную реакцию с участием чистого 235 U можно провести как на быстрых, так и на предварительно замедленных нейтронах (так как роль другого мешающего фактора — резонансного захвата медленных нейтронов — относительно не велика).

2. ИОНИЗИРУЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Ионизирующее излучение сопровождало Большой взрыв, с которого началось существование нашей Вселенной 20 миллиардов лет назад. С того времени радиация постоянно наполняет космическое пространство. Радиоактивные материалы вошли в состав Земли с самого ее рождения, задолго до появления за Земле жизни. Радионуклиды и сопутствующие им излучения постоянно присутствуют в окружающей человека среде. Сам человек тоже радиоактивен, так как во всякой живой ткани присутствуют радиоактивные вещества.

2.1 Виды излучений

Радиация - обобщенное понятие. Оно включает различные виды излучений, часть которых встречается природе, другие получаются искусственным путем.

Начнем с некоторых определений.

Излучение электромагнитное - процесс образования свободного электромагнитного поля; излучением называют также само свободное электромагнитное поле. Излучают ускоренно движущиеся заряженные частицы (напр., тормозное излучение, синхротронное излучение, излучение переменных диполя, квадруполя и мультиполей высшего порядков). Атом и другие атомные системы излучают при квантовых переходах из возбужденных состояний в состояния с меньшей энергией.

Ионизирующее излучение — поток заряженных (альфа частицы, электроны, позитроны, протоны и т.п.) или нейтральных (нейтроны и т.п.) частиц и квантов электромагнитного излучения (рентгеновское и гамма - излучение), прохождение которых через вещество приводит к ионизации и возбуждению атомов или молекул среды.

Излучение электромагнитное - процесс образования свободного электромагнитного поля; излучением называют также само свободное электромагнитное поле. Излучают ускоренно движущиеся заряженные частицы (напр., тормозное излучение, синхротронное излучение, излучение переменных диполя, квадруполя и мультиполей высшего порядков). Атом и другие атомные системы излучают при квантовых переходах из возбужденных состояний в состояния с меньшей энергией.

Запаздывающее излучение: частицы, излучаемые продуктами распада, в отличии от частиц (нейтронов и гамма - лучей), возникающих непосредственно в момент деления.

Первичное ионизирующее излучение - ионизирующее излучение, состоящее из заряженных частиц, имеющих кинетическую энергию, достаточную для ионизации при столкновении. (Непосредственно ионизирующее излучение может состоять из электронов, протонов, альфа-частиц и др.)

Вторичное ионизирующее излучение: ионизирующее излучение, возникающее в результате взаимодействия первичного ионизирующего излучения с рассматриваемой средой

Косвенно ионизирующее излучение - ионизирующее излучение, состоящее из заряженных частиц, имеющих кинетическую энергию, достаточную для ионизации при столкновении. (Косвенно ионизирующее излучение может состоять из нейтронов, фотонов и др.)

Сам по себе термин **«излучение»** охватывает диапазон электромагнитных волн, включая видимый спектр, инфракрасную и ультрафиолетовую области, а также радиоволны, электрический ток и ионизирующее излучение. Термин **«ионизирующее излучение»** означает вид излучения, который изменяет физическое состояние атомов или атомных ядер, превращая их в электрически заряженные ионы или продукты ядерных реакций.

Различают корпускулярное излучение, состоящее из частиц с массой отличной от нуля, и электромагнитное (фотонное) излучение.

К корпускулярному ионизирующему излучению относят альфа-излучение, электронное, протонное, нейтронное и мезонное излучения. Корпускулярное излучение, состоящее из потока заряженных частиц (α-, β-частиц, протонов, электронов), кинетическая энергия которых достаточна для ионизации атомов при столкновении, относится к классу непосредственно ионизирующего излучения. Нейтроны и другие элементарные частицы непосредственно не производят ионизацию, но в процессе взаимодействия со средой высвобождают заряженные частицы (электроны, протоны), способные ионизировать атомы и молекулы среды, через которую проходят. Соответственно, корпускулярное излучение, состоящее из потока незаряженных частиц, называют косвенно ионизирующим излучением.

Альфа-частицы (α - частицы) - ядра атома гелия, испускаемые при α -распаде некоторыми радиоактивными атомами. α - частица состоит из двух протонов и двух нейтронов.

Естественное альфа-излучение как результат радиоактивного распада ядра, характерно для неустойчивых ядер тяжелых элементов, начиная с атомного номера более 83, т.е. для естественных радионуклидов рядов урана, и тория, а также, для полученных искусственным путем трансурановых элементов. Возможность а- распада связана с тем, что масса (а, значит, и суммарная энергия ионов) α- радиоактивного ядра больше суммы масс α- частицы и образующегося после α - распада дочернего ядра. Избыток энергии исходного (материнского) ядра освобождается в форме кинетической энергии α- частицы и отдачи дочернего ядра. αчастицы представляют собой положительно заряженные ядра гелия - ₂He⁴ и вылетают из ядра со скоростью 15-20 тыс. км/сек. На своем пути они производят сильную ионизацию среды, вырывая электроны из орбит атомов. Пробег а- частиц в воздухе порядка 5-8 см, в воде - 30-50 микрон (одна миллионная доля метра), в металлах - 10-20 микрон. При ионизации алучами наблюдаются химические изменения вещества, и нарушается кристаллическая структура твердых тел. Так как между а- частицей и ядром существует электростатическое отталкивание, вероятность ядерных реакций под действием а- частиц природных радионуклидов (максимальная энергия 8,78 МэВ у ²¹⁴Ро) очень мала, и наблюдается лишь на легких ядрах (Li, Be, B, C, N, Na, Al) с образованием радиоактивных изотопов и свободных нейтронов.

Протонное излучение – излучение, образующееся в процессе самопроизвольного распада нейтронно-дефицитных атомных ядер или как выходной пучок ионного ускорителя (например, синхрофазоторона).

Нейтроны образуются в ядерных реакциях (в ядерных реакторах и в других промышленных и лабораторных установках, а также при ядерных взрывах). Различают тепловые и быстрые нейтроны. Иногда используются нейтроны с промежуточными энергиями.

Электронное излучение - пучок электронов на выходе электронного ускорителя или электронной пушки. Характеризуется средней энергией излучения и дисперсией (разбросом), а также шириной пучка. Специальными мерами можно получить моноэнергетический узкий пучок высокоэнергетических электронов.

Бета частицы (β - частицы): электроны и позитроны, испускаемые ядрами атомов при β – распаде

Бета-излучение - это электроны или позитроны, которые образуются при β -распаде различных элементов от самых легких (нейтрон) до самых тяжелых.

Бета-излучение является самым распространенным типом радиоактивного распада ядер, особенно для искусственных радионуклидов. β - частицы (как электроны, так и позитроны), взаимодействуют с электронами атомных оболочек и, передавая им часть своей энергии, могут вырывать их с орбит; при этом образуется положительный ион и свободный электрон. Так как скорость β - частиц значительно выше скорости α - частиц, они реже взаимодействуют с атомами среды и плотность ионизации на единицу пробега у них в сотни раз ниже, чем у α - частиц, а пробег в воздухе достигает 10 м (у естественных β - излучателей). В мягкой ткани пробег может достигать 10-12 мм. В отличие от электронного излучения, β — излучение сопровождается потоком нейтрино (точнее — антинейтрино для электронов и нейтрино для позитронов). Позитронное излучение сопровождается анигилляционным γ -излучением (с энергией 0,51 и/или 1,02 Мэв).

Космические лучи — поток стабильных частиц высоких энергий (от 1 до 10^{12} ГэВ), приходящих на Землю из мирового пространства (первичное излучение), а также рожденное этими частицами при взаимодействиях с атомными ядрами атмосферы вторичное излучение, в состав которого входят все известные элементарные частицы. Первичные космические лучи состоят главным образом из протонов (90%), α -частиц (7%), других атомных ядер, вплоть до самых тяжелых, и небольшого количества электронов, позитронов и фотонов большей энергии. Важным компонентом космического излучения является нейтрино. Первичное космическое излучение изотропно в пространстве и неизменно во времени. Подавляющая часть первичных космических лучей приходит на Землю из Галактики и лишь небольшая их часть связана с активностью Солнца. Поток космических лучей у поверхности земли равен примерно 1 частица/см 2 в одну секунду. Рентгеновское излучение космическое — это

электромагнитное излучение космических тел в диапазоне энергий фотонов от 100 эВ до 10⁵ эВ. Существуют дискретные источники и диффузный фон космического рентгеновского излучения. К галактическим источникам относятся преимущественно нейтронные звезды и, возможно, черные дыры, шаровые звездные скопления, к внегалактическим источникам - квазары, отдельные галактики и их скопления.

Электромагнитное излучение имеет широкий спектр энергий и различные источники: гамма-излучение атомных ядер и тормозное излучение ускоренных электронов, радиоволны (**Табл.2**).

Табл. 2	2 Xa	рактер	истики	элект	ромагі	нитных	излу	чений (
		particp	110 1111111	COLUMN	O CITICAL I	1111111111111	11001 9	TOTILITY.

Энергия, эВ	Длина волны, м	Частота, Гц	Источник излучения
109	10-16	10 ²⁴	Тормозное излучение
10 ⁵	10 ⁻¹²	10 ²⁰	Гамма излучение ядер
10^3	10 ⁻¹⁰	10 ¹⁸	Рентгеновское излучение
10 ¹	10-8	10 ¹⁶	Ультрафиолетовое излучение
10-1	10-6	10 ¹⁴	Видимый свет
10-3	10-4	10 ¹²	Инфракрасное излучение
10 ⁻⁵	10-2	10 ¹⁰	Микроволновое излучение
10-7	1	108	СВЧ
10-9	10^{2}	10 ⁶	Радиоволны ВЧ
10-11	104	10 ⁴	Радиоволны НЧ

Фотон - элементарная частица энергии, обладающая как свойствами частицы, так и волны: фотон не имеет заряда и массы, но обладает импульсом. Энергия света, рентгеновских лучей, гамма - лучей и т.д. переносится фотонами.

Фотонное излучение - фотонное излучение, возникающее при изменении энергетического состояния атомных ядер или при аннигиляции частиц.

К фотонному ионизирующему излучению относятся гамма-излучение, возникающее при изменении энергетического состояния атомных ядер или аннигиляции частиц; тормозное излучение, возникающее при уменьшении кинетической энергии заряженных частиц; характеристическое излучение с дискретным энергетическим спектром, возникающее при изменении энергетического состояния электронов атома; рентгеновское излучение, состоящее из тормозного и/или характеристического излучений.

Рентгеновские лучи — вид электромагнитного излучения, подобный свету (но невидимые глазом), но имеющий меньшую длину волны и способный проникать через твердые тела. Длина волны 10^{-3} — 100 нм. Энергетический диапазон от 100 эВ до 0,1 МэВ. Открыто с 1995 году В.Рентгеном. Характеристическое рентгеновское излучение — электромагнитное излучение, испускаемое при переходах электронов с внешних электронных оболочек атома на внутренние (характеристический спектр). Характеристический спектр — линейчатый рентгеновский спектр, возникающий при переходах электронов верхних оболочек атома на более близко расположенные к ядру К-, L-, М-, N — оболочки. Частоты линий характеристического спектра химических элементов подчиняется закону Мозли.

Закон Мозли — линейная зависимость квадратного корня из частоты характеристического рентгеновского излучения от атомного номера химического элемента. Установлен экспериментально Г.Мозли в 1913 году. Закон Мозли — основа рентгеновского спектрального анализа.

Тормозное рентгеновское излучение (рентгеновские лучи) с непрерывным энергетическим спектром - коротковолновое электромагнитное (фотонное) излучение. Диапазон частот, $3*10^{16} - 3*10^{19}$ Γ ц, диапазон длин волн $10^{-8} - 10^{-12}$ м. Образуется при уменьшении кинетической энергии (торможении, рассеянии) быстрых заряженных частиц, например, при торможении в кулоновском поле ускоренных электронов. Существенно для легких частиц электронов и позитронов. Спектр тормозного излучения непрерывен, максимальная энергия равна начальной энергии частицы. При больших энергиях тормозящихся заряженных частиц, тормозное рентгеновское излучение переходит в энергетический диапазон γ — излучения.

Гамма- излучение (γ -излучение) - коротковолновое электромагнитное излучение, возникающее при распаде радиоактивных ядер и элементарных частиц, взаимодействии быстрых заряженных частиц с веществом, аннигиляции электронно-позитронных пар и др. γ -излучение обладает чрезвычайно малой длинной волны (λ <10⁻⁸ см) и вследствие этого ярко выраженными корпускулярными свойствами, т.е. ведет себя подобно потоку частиц – гамма квантов, или фотонов, с энергией hv (ν – частота излучения, h – Планка постоянная). Диапазон частот, $3*10^{19}-3*10^{21}$ Гц, диапазон длин волн, $10^{-11}-10^{-13}$ м, основной диапазон энергий для природных нуклидов 0,1-2 МэВ.

Гамма-излучение, сопровождающее распад радиоактивных ядер, испускается при переходах ядра из более возбужденного энергетического состояния в менее возбужденное или в основное. Энергия γ — кванта равна разности энергий $\Delta \epsilon$ состояний, между которыми происходит переход.

Испускание ядром γ -кванта не влечет за собой изменения атомного номера или массового числа, в отличие от других видов радиоактивных превращений. Ширина линий γ -излучений чрезвычайно мала ($\sim 10^{-2}$ эв). Поскольку расстояние между уровнями во много раз больше ширины линий, спектр γ -излучения является линейчатым, т.е. состоит из ряда дискретных линий. Изучение спектров γ -излучения позволяет установить энергии возбужденных состояний ядер. γ -кванты с большими энергиями испускаются при распадах некоторых элементарных частиц. Гамма-излучение, образующееся при прохождении быстрых заряженных частиц через вещество, вызывается их торможением в кулоновском поле атомных ядер вещества. Тормозное γ –излучение, также как и тормозное рентгеновское излучение, характеризуется сплошным спектром, верхняя граница которого совпадает с энергией заряженной частицы, например электрона. В ускорителях заряженных частиц получают тормозное гамма- излучение с максимальной энергией до нескольких десятков Гэв.

Проходя через среду, гамма-излучение ослабляется по экспоненциальному закону, т.е. никогда не поглощается полностью. В этом его отличие от корпускулярного (альфа, бета, нейтронного) излучения. Ионизация, проводимая γ - квантами в среде, примерно в 100 раз ниже ионизации β - частицами. Глубина проникновения в среду зависит от энергии квантов. Самое интенсивное из природных источников γ - излучения ряда тория ослабляется в 20 раз слоем воды толщиной 1 м.

Черенкова – **Вавилова излучение** – световое излучение, возникающее при движении в веществе заряженных частиц (например, электронов) со скоростью, превышающей фазовую скорость света в этом веществе. В отличие от тормозного излучения, возникающего при неравномерном движении электрических зарядов, черенковское излучение возникает и при равномерном движении, но при скоростях движения электрона, превышающих скорость света в данной среде. Обнаружено в 1934 году П.А.Черенковым (под руководством С.И.Вавилова). Интенсивность и спектр этого излучения почти не зависят от типа вещества, его чистоты и температуры; излучение поляризовано и направлено вдоль пучка электронов; оно имеет сплошной спектр, максимум интенсивности приходится на синюю часть спектра; под действием излучения с достаточной энергией "светятся" все прозрачные тела.

Синхотронное излучение — излучение электромагнитных волн заряженными частицами, движущимися с релятивисткими скоростями в магнитном поле, искривляющем их траектории. Впервые наблюдалось в синхотроне.

2.2 Взаимодействие излучения с веществом

<u>Радиация проникающая</u> - поток гамма-излучения и нейтронов, обладающий большой проникающей способностью (до нескольких сотен метров); доза проникающей радиации зависит от мощности источника, расстояния до него, а также от свойств среды, отделяющей источник от объекта облучения.

Процесс прохождения **ионизирующего излучения**, несущего большой запас энергии, через вещество, оставляет свой след в виде изменений структуры вещества. Проходя через слой вещества, ионизирующее излучение взаимодействует с электронными оболочками и ядрами атомов вещества. Характер взаимодействия зависит от вида ионизирующего излучения, его энергии, плотности потока, а также от физических и химических свойств

самого вещества. Ядерные реакции с веществом активно происходят при взаимодействии с нейтронным излучением. Для других типов ионизирующих излучений возникновение ядерных реакций маловероятно. Существенно заметное протекание ядерных реакций на ядрах атомов вещества возможно лишь при значительных потоках α - и β -частиц, γ -квантах больших энергий (более 1,02 MэB) и при наличии в веществе ядер с большими сечениях конкретных ядерных реакций (например, фото-ядерных). В большинстве же случаев энергия ионизирующего излучения расходуется на взаимодействие с электронными оболочками всех атомов вешества.

Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом бывает двух типов: упругое и неупругое.

Упругое рассеяние частиц – процесс столкновения частиц, в результате которого меняются только их импульсы, а внутреннее состояния остаются неизменным.

Неупругое рассеяние частиц – столкновение частиц, приводящее к изменению их внутреннего состояния, превращению в другие частицы или дополнительному рождению новых частиц.

Ионизирующие излучения в виде α - и β -частиц при неупругом взаимодействии с электронными оболочками атомов среды сопровождается потерей энергии ионизирующего излучения на ионизацию и возбуждение атомов среды, т.е. оказывает прямое ионизирующее действие на вещество, в котором распространяется. Взаимодействие β -излучения с электронными оболочками атомов среды называют косвенно ионизирующим излучением. Количественно ионизирующее действие излучения характеризует удельная ионизация. Отметим, что удельная ионизация, создаваемая γ -излучением, в $5*10^4$ раз меньше удельной ионизации от α -частиц и 50 раз меньше удельной ионизации от α -частиц такой же энергии. Для количественной характеристики энергии ионизирующего излучения, поглощенной в единице массы облучаемого вещества, введена величина, называемая поглощенной дозой ионизирующего излучения. В зависимости от поглощенной дозы ионизирующего излучения на конструкционные материалы и другие объекты. От характера взаимодействия ионизирующего излучения с конкретным веществом зависит проникающая способность ионизирующего излучения.

При попадании излучения на вещество, часть излучения отражается от вещества (альбедо), а часть рассеивается в самом веществе. В веществе быстрые заряженные частицы взаимодействуют с электронными оболочками и ядрами атомов. В результате взаимодействия с быстрой заряженной частицей электрон получает дополнительную энергию и переходит на один из удаленных от ядра энергетических уровней или совсем покидает атом. В первом случае происходит возбуждение, во втором — ионизация атома. При прохождении вблизи атомного ядра быстрая частица испытывает торможение в его электрическое поле. Торможение заряженных частиц сопровождается испусканием квантов тормозного рентгеновского излучения. Наконец, возможно упругое и неупругое соударение заряженных частиц с атомными ядрами.

Длина пробега частицы зависит от ее заряда, массы, начальной энергии, а также от свойств среды, в которой частица движется. Пробег увеличивается с возрастанием начальной энергии массивные частицы обладают меньшими скоростями, чем легкие. Медленно движущиеся частицы взаимодействуют с атомами более эффективно и быстрее растрачивают имеющуюся у них энергию.

Взаимодействие частиц с веществом зависит от их типа, заряда, массы и энергии. Заряженные частицы ионизируют атомы вещества, взаимодействуя с атомными электронами. Нейтроны и у-кванты, сталкиваясь с частицами в веществе, передают им свою энергию, вызывая ионизацию за счет вторичных заряженных частиц. В случае у-квантов основными процессами, приводящими к образованию заряженных частиц являются фотоэффект, эффект Комптона и рождение электрон-позитронных пар. Взаимодействие частиц зависит от таких характеристик вещества как плотность, атомный номер вещества, средний ионизационный потенциал вещества. Каждое взаимодействие приводит к потере энергии частицей и изменению траектории её движения. В случае пучка заряженных частиц с кинетической энергией Е проходящих слой вещества их энергия уменьшается по мере прохождения

вещества, разброс энергий увеличивается. Пучок расширяется за счет многократного рассеяния. Между проходящей в среде частицей и частицами вещества (электронами, атомными ядрами) могут происходить различные реакции. Как правило их вероятность заметно меньше, чем вероятность ионизации. Однако реакции важны, в тех случаях, когда взаимодействующая с веществом частица является нейтральной. Например, нейтрино можно зарегистрировать по их взаимодействию с электронами вещества детектора или в результате их взаимодействия с нуклонами ядра. Нейтроны регистрируются по протонам отдачи или по ядерным реакциям, которые они вызывают.

Ионизация и возбуждение - первый результат действия излучения на вещество.

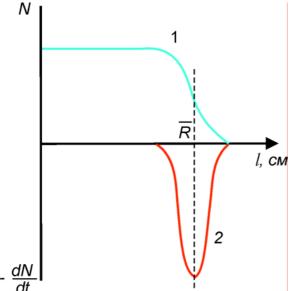
Ионизация — превращение атомов или молекул в положительные ионы в результате отрыва одного или нескольких электронов. Ионизации также могут подвергаться положительные ионы, что приводит к увеличению кратности их заряда. Энергия, необходимая для отрыва электрона, называется энергией ионизации. Ионизация происходит при поглощении электромагнитного излучения (фотоионизация), при нагревании газа (термическая ионизация), при воздействии электрического поля (полевая ионизация), при столкновении частиц с электронами, ионами, атомами (столкновительная ионизация) и др. Нейтральные атомы и молекулы могут в особых случаях присоединять электроны, образуя отрицательные ионы.

Возбужденное состояние квантово-механической системы – неустойчивое состояние с энергией, превышающей энергию основного состояния.

Ионы, выбитые электроны и возбужденные молекулы - вот что в первый момент оставляют на своем пути излучения. Этот первый результат действия излучения на молекулу можно символически записать так: $M => M^+ + e$, $M => M^*$, понимая под M молекулу, электрон которой удален в результате столкновения с частицей излучения; M^+ - ион, получившийся при этом, который называют молекулярным, а M^* - возбужденная молекула, символ =>обозначает действие излучения. Время жизни этих первичных продуктов действия излучения на вещество крайне мало - 10^{-12} - 10^{-6} сек и лишь в некоторых случаях несколько больше, однако их существование надежно доказано, а поведение изучается экспериментально.

Рассмотрим только проникающую способность радиоактивного излучения и будем при этом иметь в виду, что энергия радиоактивного излучения при прохождении через вещество расходуется (кроме ядерных реакций) на ионизацию и возбуждение молекул (атомов) этого вещества.

Альфа. - излучение характеризуется малой проникающей способностью и сильным ионизирующим действием. α — частицы, обладающие значительно большой массой, при столкновениях с электронами атомных оболочек испытывают очень небольшие отклонения от



своего первоначального направления и движутся почти прямолинейно. Пробеги α — частиц в веществе очень малы. Например, у α — частицы с энергией 4 МэВ длина пробега в воздухе примерно 2,5 см, в воде или в мягких тканях животных и человека — сотые доли миллиметра.

Рис.7 Зависимость числа α-частиц от расстояния до источника. 1 — число α-частиц на расстоянии 1; 2 - dN/dl — число α- частиц с пробегом 1; R — средний пробег α-частиц.

Численное значение проникающей способности α -излучения соответствует пробегу α - частицы. Пробегом α -частицы называют длину траекторий (трека), по которой двигается частица в веществе с момента входа в вещество до полной

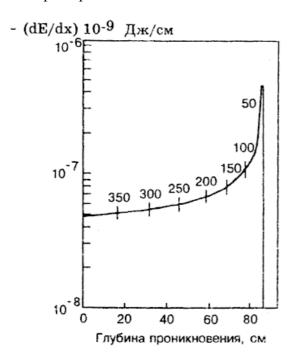
стабилизации. Обычно треки ф-частиц прямолинейны. Распределение числа ф- частиц по

толщине слоя поглощающего газа представлено на **Рис.7.** В результате неоднородности поглощающего энергию α -частиц вещества, не все α -частицы с равной начальной энергией имеют одинаковый пробег, поэтому более точное определение величины пробега α -частиц производится дифференцированием кривой 1, показывающей распределение числа стабилизировавшихся α -частиц по длине пути. Абсцисса максимума дифференциальной кривой 2 дает значение среднего пробега α -частиц в веществе.

Тяжелые заряженные частицы взаимодействуют главным образом с электронами атомных оболочек, вызывая ионизацию атомов. Максимальная энергия, которая может быть передана в одном акте взаимодействия тяжелой частицей, движущейся со скоростью v << c, неподвижному электрону, равна

$$\triangle E_{\text{make}} = 2m_{\text{e}}v^2$$
.

Проходя через вещество, заряженная частица (α -частица, протон, мюон) совершает десятки тысяч соударений, постепенно теряя энергию. Тормозная способность вещества может быть охарактеризована величиной удельных потерь dE/dx. Удельные ионизационные потери представляют собой отношение энергии ΔE заряженной частицы, теряемой на



ионизацию среды при прохождении отрезка ∆ x, к длине этого отрезка. Удельные потери энергии возрастают с уменьшением энергии частицы (**Puc.8**) и особенно резко перед ее остановкой в веществе (пик Брэгга).

Рис. 8. Зависимость тормозной способности биологической ткани для протонов с начальной энергией 400 Мэв от глубины проникновения протонов в слой вещества. Численные значения над кривой - энергия протона (в МэВ) на различной глубине проникновения. В конце пробега - пик Брэгга.

Удельные потери энергии пропорциональны числу электронов вещества и квадрату заряда частицы теряющей энергию на ионизацию. Удельные потери энергии не зависят от массы m проходящей через вещество частицы (при условии m>>m_e) но существенно зависят от скорости частицы. Например, мюоны гораздо тяжелее электронов,

поэтому при той же энергии они теряют ее медленнее, чем электроны и проходят сквозь большие слои вещества без существенного замедления.

Для определенной среды и частицы с данным зарядом Z величина dE/dx является функцией только кинетической энергии: $dE/dx = \varphi(E)$. Полный пробег частицы, то есть полный путь R, который заряженная частица проходит до остановки и полной потери кинетической энергии :

$$R = \int_{0}^{E_{max}} \frac{dE}{\varphi(E)}$$

Тяжелые заряженные частицы взаимодействуют в основном с атомными электронами и поэтому мало отклоняются от направления своего первоначального движения. Вследствие этого пробег тяжелой частицы R измеряют расстоянием по прямой от источника частиц до точки их остановки. Обычно пробег измеряется в единицах длины (м, см, мкм) или длины, умноженной на плотность (r/cm^2) .

Прохождение электронов через вещество отличается от прохождения тяжелых заряженных частиц. Главная причина - малая масса электрона. Это приводит к относительно большому изменению импульса при каждом столкновении, что вызывает заметное изменение направления движения электрона и как результат - электромагнитное радиационное излучение электронов. Ионизационные потери электронов преобладают в области относительно небольших энергий. С ростом энергии электрона Е растут радиационные

потери. Отношение К удельных радиационных и ионизационных потерь энергии зависят в основном от энергии электрона Е и заряда ядер среды Z. Удельные потери электронов с кинетической энергией Е складываются из суммы ионизационных и радиационных потерь. Масса электронов значительно меньше массы тяжелых частиц, что сказывается на характере их движения в веществе. При столкновении с атомными электронами и ядрами электроны значительно отклоняются от первоначального направления движения и двигаются по извилистой траектории. Для электронов вводится эффективный пробег, определяемый минимальной толщиной вещества, измеряемой в направлении исходной скорости пучка и соответствующей полному поглощению электронов. На **Рис.96** приведена кривая ослабления моноэнергетических электронов, возникающих при внутренней конверсии γ-излучения. Ослабление моноэнергетических электронов приближенно следует линейному закону.

Эффективные пробеги в (r/cm^2) электронов с энергией E (MэB) в алюминии можно оценить по формулам:

$$R(A1) = 0.4 E^{1.4}$$
, при $E < 0.8 MэB$, $R(A1) = 0.54 E - 0.133$, при $E > 0.8 MэB$.

Эффективный пробег электронов в веществе с зарядом Z и массовым числом A связан с эффективным пробегом в алюминии следующим образом:

$$R(A,Z) = R(A1) * (Z/A)_{A1} / (Z/A).$$

Электроны высоких энергий (E > 100 Мэв.) образуют в результате последовательных актов испускания γ -квантов (которые рождают затем электрон - позитронные пары) каскадные ливни.

Каскадный ливень может быть инициирован и у-квантом высокой энергии.

В зависимости от толщины слоя вещества число электронов в ливне вначале быстро возрастает. По мере развития каскада средняя энергия, приходящаяся на электрон, уменьшается. После того как она уменьшится на столько, что фотоны не смогут рождать электрон - позитронные пары, ливень прекращается. Число частиц в ливне для высокоэнергетичных электронов может достигать 10^6 .

По сравнению с α -излучением, ионизирующее действие β -частиц на единицу длины пройденного пути в веществе (удельная ионизация) меньше, а их проникающая способность, соответственно, больше. (Однако она обычно не очень велика, например, от потока бета – частиц, максимальная энергия которых 2 МэВ, полностью защищает слой алюминия толщиной 3,5 мм).

При прохождении через вещество β -частицы легко рассеиваются в веществе, в связи с чем траектория β -частицы в 1,5 - 4 раза превышает пройденную толщину слоя вещества. Поэтому пробегом β -частиц данной энергии в веществе называют не длину траектории (как для α -частиц), а минимальную толщину поглотителя (вещества) при которой практически полностью задерживаются все электроны начального потока β -частиц. Поскольку β -излучение имеет непрерывный энергетический спектр, то проникающая способность β -частиц характеризуется максимальным пробегом частиц. Максимальный пробег R_{max} соответствует пробегу в данном веществе β -частиц максимальной энергии E_{max} в данном спектре β - излучения.

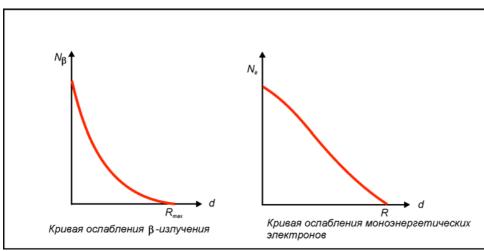


Рис.9 Ослабление пучка β-частиц (а) и электронов (б) при прохождении через вещество.

Суммарный процесс поглощения и рассеяния β - излучения веществом характеризуется величиной

ослабления потока β - излучения. Кривая зависимости числа β - частиц N, проходящих через поглотитель данной толщины от ослабляющего слоя d изображена на **Puc.9a**, для сравнения на **Puc.96** приведена кривая ослабления моноэнергетических электронов.

Ослабление β -излучения с непрерывным энергетическим спектром описывается сложным законом, представляющим собой суперпозицию, которая возникает при сложении всего множества линейных кривых ослабления, соответствующих моноэнергетическим электронам со всевозможными энергиями от нулевой до максимальной энергии E_{max} данного спектра β излучения. Однако начальный участок графика ослабления (при толщинах менее $0.3R_{max}$) довольно хорошо описывается экспоненциальной зависимостью:

$$n_{l} = n_{0} * e^{-\mu' l}$$

 n_{θ} - число β - частиц, падающих на вещество - поглотитель; n_{I} - число β - частиц, прошедших сквозь вещество - поглотитель; I - толщина поглотителя; μ' - линейный коэффициент ослабления, выражаемый в см⁻¹.

Линейный коэффициент ослабления μ' зависит от максимальной энергии излучения E_{max} и свойств вещества - поглотителя. При определении энергии β -частиц в первом приближении μ' зависит от числа электронов n_e в единице объема вещества - поглотителя. Последнюю величину n_e легко определить с помощью параметров \mathbf{Z} и \mathbf{A} , числа Авогадро N_a и плотности вещества ρ , используя соотношение:

$$n_e = N_a \rho Z/A$$
.

Считая линейный коэффициент ослабления μ' пропорциональным числу электронов n_e

$$\mu' = Kn_e$$
.

К - коэффициент пропорциональности,

получаем удобное для теоретического анализа соотношение:

$$\mu' = KN_aA\rho Z/A$$
.

Поскольку отношение \mathbb{Z}/A для различных веществ - поглотителей меняются в достаточно узких пределах (0,5-0,4), практичнее пользоваться вместо линейного коэффициента ослабления μ' массовым коэффициентом ослабления $\mu = \mu'/\rho$ ($cm^2/2$).

Численные значения массового коэффициента μ для данного β -излучения мало изменяются, отличаясь при переходе от легкого поглотителя к тяжелому не более чем на 25%. Дополнительное удобство использования массового коэффициента ослабления μ заключается в том, что при экспоненциальной форме закона поглощения $n_l = n_\theta * e^{-\mu'l}$, толщину поглотителя l определяют по формуле:

$$d = l\rho$$

в граммах вещества, приходящихся на кв.см. поверхности.

$$n_d = n_0 e^{-\mu d}$$

Используя экспоненциальный закон ослабления $n_l = n_0 * e^{-\mu d}$, можно вывести зависимость между слоем половинного ослабления $d_{1/2}$ и массовым коэффициентом ослабления μ . Слоем половинного ослабления β -излучения $d_{1/2}$ называют толщину поглотителя, снижающую вдвое количество β -частиц.

$$n_l/n_0 = e^{-\mu d}_{1/2}$$

Откуда легко определяется слой половинного ослабления $m{\beta}$ -излучения $m{d}_{1/2}$

$$d_{1/2} = lg 2/\mu = 0.693/\mu$$
.

Для β -излучения с \mathbf{E}_{\max} более 0,8 Мэв максимальный пробег \mathbf{R}_{\max} составляет порядка 7,2 $d_{1/2}$.

В реальных условиях измерений экспоненциальная зависимость для ослабления β -излучения даже при малых, по сравнению с пробегом толщинах поглотителей исполняется с точностью в 10-15%. При толщине поглотителя, превышающей 0,3 \mathbf{R}_{max} , экспоненциальная зависимость вообще несправедлива вследствие того, что β -излучение имеет конечный пробег в веществе. При экспериментальном определении пробега β -частиц строят кривую ослабления в полулогарифмических координатах, причем пробегу \mathbf{R}_{max} соответствует такая толщина поглотителя \mathbf{d} , начиная с которой дальнейшее увеличение \mathbf{d} не приводит к спаду регистрируемой радиоактивности \mathbf{I} .

у-излучение обладает высокой проникающей способностью, однако взаимодействие уизлучения с веществом сложнее, чем при корпускулярном излучении. К потерям энергии уизлучения приводят процессы, связанные с фотоэффектом, комптоновским рассеянием электронов в веществе и образованием электрон-позитронных пар. Вклад каждого из процесса в ослабление у-излучения зависит от энергии у-квантов ядерного излучения и параметра ${\bf Z}$ вещества-поглотителя. Общая закономерность заключается в том, что вероятность потери энергии в процессе фотоэффекта и комптоновского рассеяния снижается с ростом энергии у-излучения, а вероятность образования электрон-позитронных пар растет (начиная с энергии 1,02 MэB) с повышением энергии у-кванта. Вероятность потери энергии у-квантов с ростом параметра ${\bf Z}$ пропорционально ${\bf Z}$ - для комптоновского рассеяния, ${\bf Z}^2$ - для процессов образования электрон-позитронных пар и ${\bf Z}^4$ - для процессов фотоэффекта. Иначе, с ростом параметра ${\bf Z}$ и энергии у-излучения будет увеличиваться вероятность процессов в ряду: фотоэффект - комптоновское рассеяние - возникновение электрон-позитронных пар.

При прохождении через вещество γ-кванты взаимодействуют с электронами и ядрами, в результате их интенсивность уменьшается. В области энергий до 10 Мэв наиболее существенными процессами являются фотоэффект, эффект Комптона и образование электронпозитронных пар.

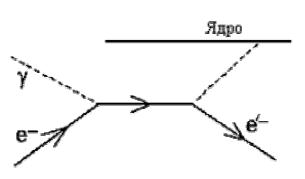
Фотоэффект – явление, связанное с освобождением электронов твердого тела (или жидкости) под действием электромагнитного излучения. Различают внешний фотоэффект – испускание электронов под действием света (фотоэлектронная эмиссия), у-излучения и др.; внутренний фотоэффект – увеличение электропроводности полупроводников или диэлектриков под действием света (фотопроводимость); вентильный фотоэффект – возбуждение светом эдс на границе между металлом и полупроводником или между разнородными полупроводниками.

Эффект Комптона — открытое А.Комптоном (1922) упругое рассеяние электромагнитного излучения малых длин волн (рентгеновского и у-излучения) на свободных электронах, сопровождающийся увеличением длины волны λ . Комптона эффект противоречит классической теории, согласно которой при таком рассеянии λ не должно меняться. Комптона эффект подтвердил правильность квантовых представлений об электромагнитном излучении как о потоке фотонов и может рассматриваться как упругое столкновение двух частиц — фотона и электрона, при котором фотон передает электрону часть своей энергии (и импульса), вследствие чего его частота уменьшается, а λ увеличивается.

Комптона эффект обратный — упругое рассеяние на электронах высокой энергии, приводящее к увеличению энергии (частоты) фотонов (уменьшению длины волны).

Комптоновская длина волны — величина, имеющая размерность длины и указывающая область проявления релятивистских квантовых эффектов. Название связано с тем, что через комптоновскую длину волны электромагнитного излучения при эффекте Комптона. Для частицы массы т комптоновская длина волны λ_0 = \hbar/mc , где \hbar — постоянная планка, с — скорость света. Для электрона λ_0 =3,86* 10^{-11} см, для протона λ_0 =2,10* 10^{-14} см.

При энергии γ -квантов больше 10 Мэв превышается порог фотоядерных реакций и в результате взаимодействия фотонов с ядрами становятся возможны реакции типа (Ұ,р), (Ұ,n), (Ұ,α). Сечения фотоядерных реакций в области энергий до 100 Мэв составляют 1% полного сечения взаимодействия γ -квантов с атомом. Однако фотоядерные реакции необходимо



учитывать в процессах преобразования фотонного излучения в веществе, так как вторичные заряженные частицы, такие как протоны и альфа-частицы, могут создавать высокую плотность ионизации.

Рис.10 Фотоэффект

Фотоэффект происходит при взаимодействии у-фотона сравнительно малой энергии с

электронами атома. При фотоэффекте фотон поглощается атомом и высвобождается электрон, т.е. вся энергия γ -кванта передается электрону (**Puc.10**). В результате электрон приобретает кинетическую энергию Ee-, равную энергии фотона E_{γ} за вычетом энергии связи электрона в атоме, E_{cs} . После вылета фотоэлектрона в атомной оболочке образуется вакансия. Переход

менее связанных электронов на вакантные уровни сопровождается выделением энергии, которая может передаваться одному из электронов верхних оболочек атома, что приводит к его вылету из атома (эффект Оже).

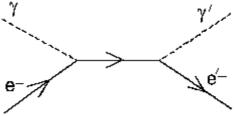
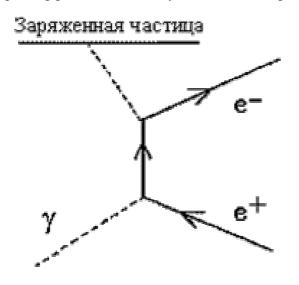


Рис.11 Эффект Комптона

Процесс комптоновского рассеяния заключается в том, что фотон передает лишь часть своей энергии электрону, а вместо первичного у-кванта появляется рассеянный у-квант с меньшей энергией (**Puc.86**). В

случае эффекта Комптона, часть энергии \P -кванта преобразуется в кинетическую энергию электронов отдачи, а часть энергии уносит рассеянный фотон. Вероятность рассеяния \P -квантов в случае эффекта Комптона зависит от плотности атомных электронов $n_e \sim Z$. С увеличением энергии число рассеянных \P -квантов уменьшается.

В случае тяжелых ядер комптон-эффект начинает преобладать над фотоэффектом в области энергий E_{γ} > 2-3 Мэв. Комптон-эффект слабее зависит от энергии E_{γ} по сравнению с фотоэффектом. Поэтому им можно пренебречь лишь в области энергий E_{γ} >10Мэв, где



становится существенным эффект образования электрон-позитронных пар.

Рис.12 Эффект образования электрон-позитронных пар

В случае образования электрон-позитронных пар баланс энергии имеет следующий вид:

$$E_{\gamma} = 2m_e c^2 + E_{e^-} + E_{e^+}$$

где E_{e^-} и E_{e^+} кинетические энергии электрона и позитрона.

В случае эффекта образования электронпозитронных пар энергия первичного фотона преобразуется в кинетическую энергию электрона и позитрона и в энергию аннигиляции $2m_ec^2$. В области энергий $E_{\gamma} > 10$ Мэв основную

роль в ослаблении пучка У-квантов играет эффект образования пар. Таким образом, во всех трех процессах взаимодействия первичного фотона с веществом часть энергии преобразуется в кинетические энергии электронов и позитронов, а часть - в энергию вторичного фотонного излучения.

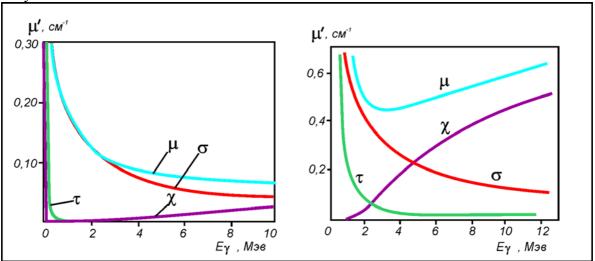


Рис.13 Зависимость коэффициента ослабления у – излучения в алюминии от энергии у – лучей.

Рис.14 Зависимость коэффициента ослабления γ- излучения в свинце от энергии излучения.

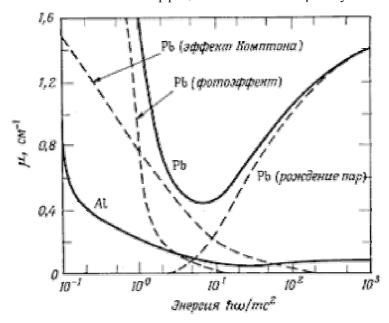
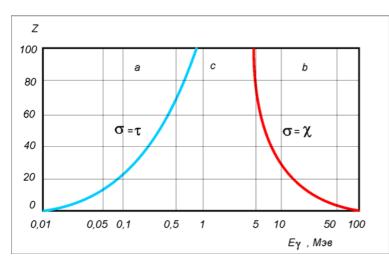


Рис. 15 Зависимость линейных коэффициентов ослабления у- квантов от их энергии для свинца и алюминия.

Ослабление интенсивности (I) падающего пучка фотонов в зависимости от толщины слоя вещества описывается соотношением:

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

где $\mu = \tau + \epsilon + \chi$ и τ - линейный коэффициент ослабления в случае фотоэффекта, ϵ - линейный коэффициент ослабления для комптон эффекта, κ - линейный коэффициент ослабления в случае эффекта образования пар. Число частиц, проходящих через слой вещества толщиной κ , убывает экспоненциально, но с увеличением толщины слоя. В случае фотонов нельзя указать определённую длину пробега, но можно указать среднее расстояние, проходимое фотоном в веществе до взаимодействия. Это среднее расстояние называется средней длиной свободного пробега и равно $1/\mu_{\gamma}$. Проникающую способность γ -лучей характеризуют толщиной слоя половинного ослабления $d_{1/2}$ или связанной с нею величиной коэффициента ослабления:



На **Рис.15** показана зависимость линейных коэффициентов ослабления γ - квантов от их энергии для свинца и алюминия.

 $d1/2=0,693/\mu_{v}$.

Рис.16 Относительная роль трех эффектов поглощения фотонов: а — область преобладания фотоэлектрического эффекта; б — область преобладания комптоновского эффекта; в — область преобладания эффекта образования пар.

Эмпирические данные

свидетельствуют, что потеря энергии при прохождения параллельного потока γ -кванта через вещество описывается экспоненциальным законом. Используя обозначения, принятые для описания ослабления γ -излучения, можно представить ослабление γ -излучения в виде

$$n_l = n_0 e^{-\mu'\rho l};$$

$$n_d = n_0 e^{-\mu d}$$

 n_{θ} - число γ -квантов, падающих на вещество-поглотитель; n_{l} , n_{d} - число γ -квантов, прошедших сквозь вещество-поглотитель; l,d=lp - толщина поглотителя; μ'_{γ} - линейный коэффициент ослабления γ -излучения; μ - массовый коэффициент ослабления γ -излучения.

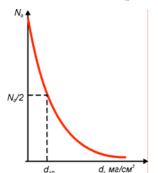
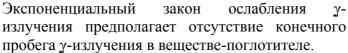
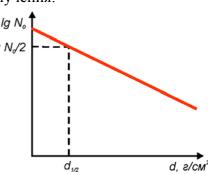


Рис.17а Кривая ослабления у- излучения в веществе (обычный масштаб).

Рис.176 Кривая ослабления γ-излучения в веществе, построенная в полулогарифмических координатах





При теоретическом анализе коэффициент ослабления μ_{γ} можно представить в виде суммы коэффициентов фотоэлектронного поглощения τ , комптоновского рассеяния σ и образования электрон-позитронных пар χ :

$$\mu_{\gamma} = \tau + \sigma + \chi$$
.

Численные значения τ , σ и χ табулированы: величину μ_{γ} иногда называют полным коэффициентом ослабления γ -излучения.

В коэффициенте ослабления γ -излучения можно выделить часть, связанную с вероятностью преобразования γ -квантов в кинетическую энергию заряженных частиц μ_e , и часть связанную с вероятностью преобразования γ -квантов во вторичное γ - излучение μ_k :

$$\mu_{\gamma} = \mu_e + \mu_k$$
.

Коэффициент μ_e называют коэффициентом истинного поглощения или коэффициентом электронного преобразования.

На **Рис. 15** показана зависимость коэффициентов τ , σ и χ от энергии γ - излучения. С ростом энергии коэффициент τ резко уменьшается, величина коэффициента σ снижается, но медленнее, чем τ , коэффициент образования пар растет с повышением энергии, начиная с 1,02 Мэв. С ростом атомного номера вещества поглотителя фотоэффект возрастает пропорционально Z^4 , Комптон-эффект — пропорционально Z, эффект образования пар — пропорционально Z^2 . На **Рис.16** показаны области энергии γ -квантов, в которых преобладает тот или иной процесс поглощения фотонов. В точках левой кривой Комптон эффект равен фотоэффекту, в точках правой кривой Комптон эффект равен эффекту образования пар. Таким образом, фотоэлектрическое поглощение оказывается основным процессом уменьшения интенсивности γ - излучения в тяжелых элементах при малой энергии γ -квантов. При прохождении γ -лучей как низких, так и высоких энергий через легкие вещества основным видом взаимодействия будет комптоновское рассеяние. Коэффициент ослабления пар составляет значительную долю в суммарном коэффициенте ослабления для жесткого γ -излучения и тяжелых поглощающих веществ.

Если точечный источник ¥-излучения находится в вакууме, то плотность потока ¥-излучения I будет меняться с изменением расстояния R до источника по закону:

$$I(R) = I_0/4 \pi R^2$$

Если точечный источник **У**-излучения помещен в вещество, то на ослабление плотности потока моноэнергетических **У**-квантов влияет и взаимодействие с веществом и увеличение расстояния:

$$I(R) = \exp(- \mathbb{1} R) I_0 / 4 \pi R^2$$

Это соотношение не учитывает вклад в интенсивность рассеянного излучения. Рассеянные У-кванты после многократных столкновений с электронами могут выйти из вещества. В точку А, расположенную после защитного слоя, попадают как первичные, так и рассеянные У-кванты. Тогда приведенное соотношение будет иметь вид:

$$I(R) = \exp(-\mu R) B I_0 / R^2$$

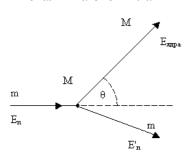
Величина В называется фактором накопления. Она обычно измеряется экспериментально.

Пути пробега гамма – квантов и нейтронов в воздухе измеряются сотнями метров, в твердом веществе – десятками сантиметров и даже метрами. Проникающая способность гамма – излучения увеличивается с ростом энергии гамма – квантов и уменьшается с увеличением плотности вещества – поглотителя. В таблице 2 приведены в качестве примера значения толщины слоев воды, бетона и свинца, ослабляющих потоки гамма – излучения различной энергии в десять раз.

Потоки гамма – квантов и нейтронов – наиболее проникающие виды ионизирующих излучений, поэтому при внешнем облучении они представляют для человека наибольшую опасность.

Нейтроны, не имеющие электрического заряда, при движении в веществе не взаимодействуют с электронными оболочками атомов. При столкновениях с атомными ядрами они могут выбивать из них заряженные частицы, которые ионизируют и возбуждают атомы среды.

В связи с отсутствием у нейтронов электрического заряда они проходят в веществе без взаимодействий сравнительно большие расстояния, измеряемые сантиметрами. Эффективные сечения взаимодействия нейтронов с электронами атома малы ($\sigma \approx 10^{-22}_{\rm CM}2$) по сравнению с сечением взаимодействия заряженной частицы с атомом ($\sigma \approx 10^{-16}_{\rm CM}2$). **Нейтроны** сталкиваются главным образом с ядрами атомов, входящих в состав вещества (**Рис.18**).



Явления, происходящие при взаимодействии нейтронов с ядрами, зависят от кинетической энергии нейтронов. Поэтому обычно нейтроны делят на отдельные энергетические группы - тепловые, медленные и быстрые нейтроны. Границы этих энергетических групп условны (**Табл.3**).

Рис.18 Рассеяние нейтронов на ядрах вещества.

Табл.3 Классификация нейтронов по энергии.

Энергия нейтронов	Типы нейтронов
<0.05 эB (=580 K)	Тепловые нейтроны
0.05 эВ - 1 кэВ	Медленные нейтроны
> 1 кэВ	Быстрые нейтроны

Быстрые нейтроны передают энергию главным образом в результате прямых столкновений с атомными ядрами. Энергия, переданная от нейтрона ядру (Е _{ядра}), зависит от массы ядра и угла рассеяния. В среде из легких ядер нейтроны могут передавать практически всю свою энергию в результате одного столкновения, если столкновение лобовое. Для быстрых нейтронов наиболее важным результатом взаимодействия являются **упругие** (n,n) и **неупругие** (n,n') столкновения с атомными ядрами. В зависимости от типа ядра и энергии налетающего нейтрона величина сечения изменяется в интервале нескольких барн.

$$E_{\text{AMP}} = \frac{4Mm}{(M+m)} E_{n} \cos^{2}\theta$$

где M, m - масса ядра и масса нейтрона, E_n - начальная энергия нейтрона, θ - угол между первоначальным направлением движения нейтрона и направлением движения ядра отдачи в лабораторной системе координат.

Для медленных нейтронов наблюдаются максимумы в сечении взаимодействия при определенных значениях энергий нейтронов E_n , характерных для данного вещества. Основные процессы - рассеяние и замедление нейтронов до тепловых скоростей. Энергии тепловых нейтронов не превышают энергии связи атомов в водородосодержащих молекулах. Поэтому в случае, если не происходит ядерной реакции, тепловые нейтроны могут вызвать лишь возбуждения колебательных степеней свободы, что приводит к разогреву вещества. Наиболее характерными реакциями при взаимодействии тепловых нейтронов с веществом

являются реакции радиационного захвата (n,\mathbb{Y}) . При уменьшении энергии нейтронов сечение упругого рассеяния (n,n) остается примерно постоянным на уровне нескольких барн, а сечение (n,\mathbb{Y}) растет по закону 1/v, где v -скорость налетающего нейтрона. Поэтому для очень медленных нейтронов возрастает не только абсолютная, но и относительная роль реакций радиационного захвата.

Наиболее существенные реакции, идущие под действием тепловых нейтронов, следующие:

 $n + {}^{3}He -> {}^{3}H + p + 0.76 \text{ M}{}_{2}B \text{ (} \sigma = 5400 \text{ барн)},$

 $n + {}^{14}N \rightarrow {}^{14}C + p + 0.63 \text{ M} \rightarrow B (\sigma = 1.75 \text{ барн}),$

 $n + {}^{6}Li -> {}^{3}H + \alpha + 4.78 \text{ M} \rightarrow B \ (\vec{\Box} = 950 \text{ барн}),$

 $n + {}^{10}B \rightarrow {}^{7}Li + \omega + 2.79 \text{ M} \rightarrow B (\sigma = 3840 \text{ барн}).$

В области тяжелых ядер начинают проявлять себя реакции деления (n,f).

Ослабление узкого коллимированного пучка нейтронов тонким слоем вещества происходит по экспоненциальному закону:

$$I(x) = I_0 \exp(-N\sigma x)$$

где I_0 и I(x) - значения плотности потока до и после прохождения слоя вещества x, N - число ядер в единице объема вещества, а- полное сечение взаимодействия нейтронов с веществом. Величина $\Sigma = N \sigma$ имеет размерность обратной длины (см $^{-1}$) и называется - линейный коэффициент ослабления потока нейтронов в веществе. Величина $\lambda = 1/\Sigma$ имеет размерность длины и называется - длина свободного пробега нейтрона в веществе. Средняя длина пробега по отношению к поглощению λ_a - это расстояние, при прохождении которого плотность потока нейтронов из-за поглощения уменьшается в е раз.

Плотность потока нейтронов N(R) на расстоянии R от точечного источника, испускающего N_0 моноэнергетических нейтронов в единицу времени, определяется соотношением:

$$N(R) = \frac{N_0}{4 \pi R^2} e^{-R/\lambda_0}$$

Для защиты от нейтронных источников высокой интенсивности наиболее употребительным материалом в промышленности является бетон. В лабораторных условиях для защиты от быстрых нейтронов обычно используют комбинированную защиту, состоящую из парафина (воды), кадмия (бора) и свинца. В такой защите последовательно происходит замедление быстрых нейтронов (парафин, вода), поглощение нейтронов в результате (n,γ) реакции (кадмий, бор) и ослабление интенсивности образующихся γ -квантов (свинец).