

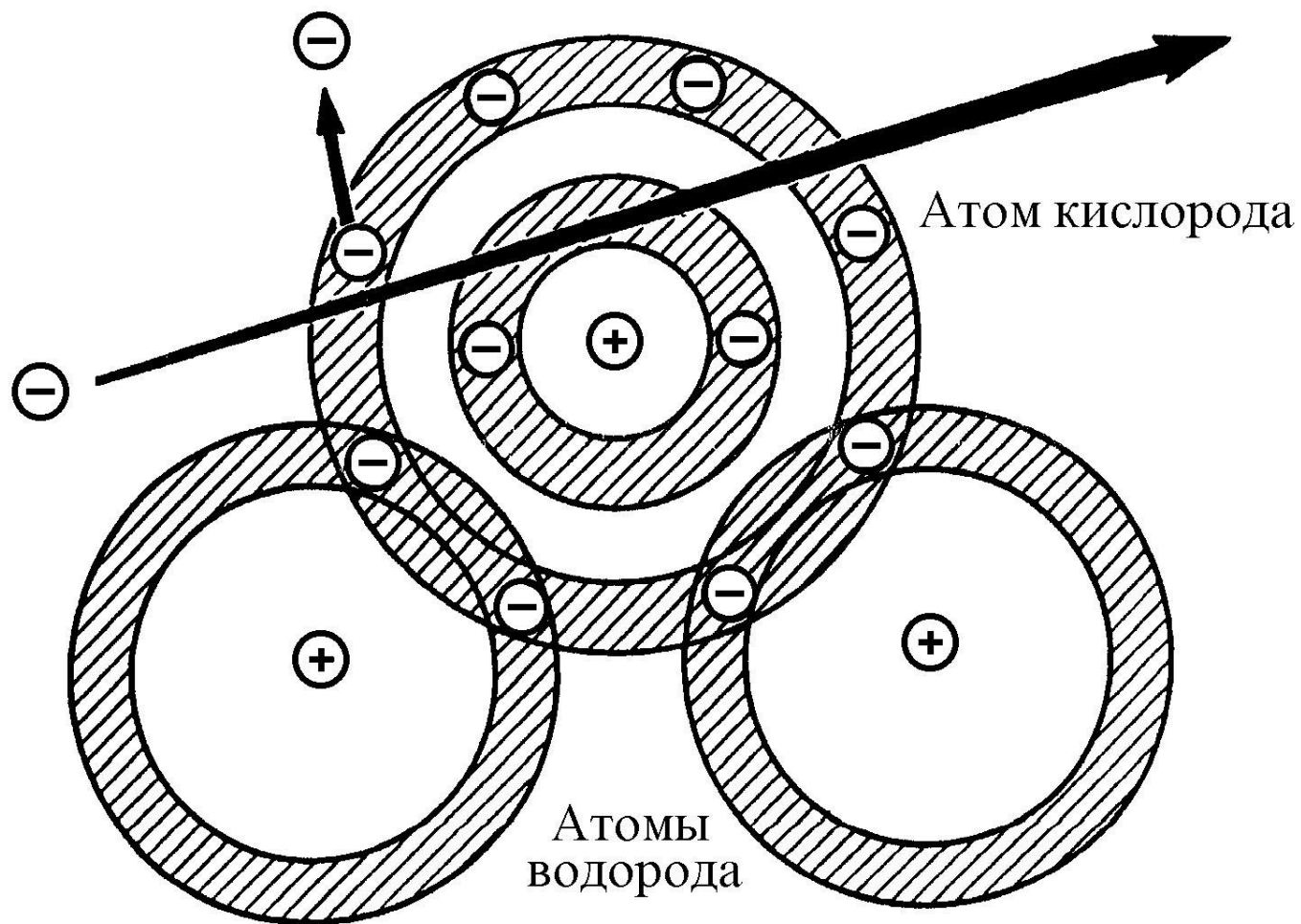
Излучения появляются на время $\sim(10^{-8} - 10^{-12})$ с, ионизуя и возбуждая атомы и молекулы вещества, а затем ионы рекомбинируют так, что через время $\sim 10^{-10}$ с. свободных ионов и электронов почти не остается.

Как правило, в результате одного акта взаимодействия передается менее 100 эВ и такие передачи происходят за время $\sim 10^{-16}$ с.

Только опираясь на знание механизмов взаимодействия излучения каждого типа с веществом, можно правильно оценить роль радионуклидов как экологического фактора, измерить или рассчитать воздействие, которому подверглись животные или растения, рационально использовать ионизирующие излучения или строить защиту от них.

Можно сказать, что в процессе взаимодействия происходит быстрый локальный разогрев вещества в той области, где произошла ионизация, и затем такое же быстрое рассеяние теплоты.

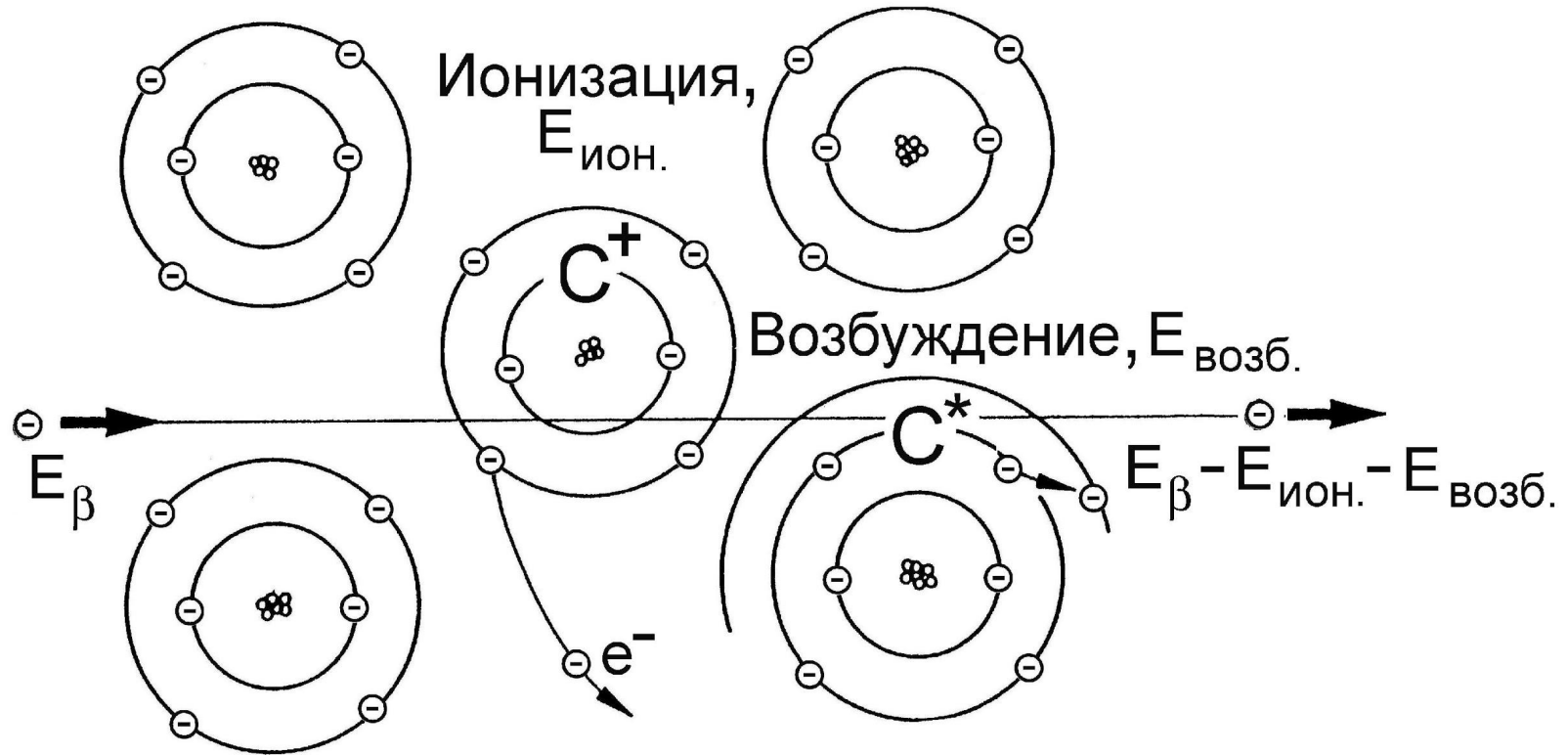
Ионизация — процесс, в ходе которого атомы (или молекулы) теряют (или, в некоторых случаях, приобретают) электроны и становятся электрически заряженными ионами, см. рис. на котором представлена ионизация молекулы воды.



Ионизирующее излучение (ИИ) — излучение, взаимодействие которого с веществом приводит к образованию в этом веществе ионов разного знака. Термин "ионизирующее излучение" используется для описания переноса через пространство энергии в виде электромагнитных волн либо частиц, способных вызвать ионизацию.

Энергия излучения передается веществу, через которое оно проходит по мере образования ионов.

Возбуждение — процесс, посредством которого энергия излучения также передается атому и переводит его в возбужденное состояние, но ионизации не происходит (см. рис. #). Возбуждения также может вызвать эффекты в среде, но они, в общем, другие и, обычно, считаются менее важными, чем эффекты при ионизации.



После двух актов взаимодействия энергия β -частицы стала равной

$$E_{\beta} - E_{\text{ион.}} - E_{\text{возб.}}$$

(Возможный вариант: 350 000эВ – 70 эВ – 2 эВ)

Иногда **ИИ** удобно разделять на **непосредственно ионизирующие** излучения и **косвенно ионизирующие** излучения.

Непосредственно ионизирующие излучения — **заряженные частицы** (α -частицы, электроны, протоны, позитроны, положительно или отрицательно заряженные мезоны).

Косвенно ионизирующие излучения — **нейтроны, γ -кванты и рентгеновское излучение**. Они сами по себе не могут производить с заметной вероятностью ионизацию и возбуждение среды.

ИИ создают радиационные поля — области пространства, каждой точке которых соответствуют физические величины, являющиеся характеристиками этих полей — плотность ионизационного эффекта и поток ионизирующих излучений.

Постепенно выработались два различных подхода к рассмотрению взаимодействия излучений с веществом: **микроскопический** и **макроскопический**.

Первый призван найти все виды актов взаимодействия частиц (квантов) со средой и дать описание происходящих при этом процессов, включая и вероятности каждого из них.

В экологии этот подход необходим **при изучении на молекулярном уровне биологических эффектов, индуцированных радиацией**. Кроме того, он используется в ядерной физике и химии. Знание элементарных актов взаимодействия необходимо для того, чтобы понять различные макроскопические эффекты.

Задачей макроскопического подхода (теории прохождения или переноса) является вычисление средних показаний детекторов, находящихся в радиационных полях.

Это нужно для самых различных прикладных исследований, например: для решения различных задач дозиметрии ионизирующих излучений, для создания защиты от излучений ...

В экологии нас интересуют воздействия излучений на флору и фауну. На начальном физическом этапе воздействия это происходит за счет ионизация и возбуждение атомов и молекул в той мере, в которой эти процессы приводят к молекулярным или клеточным изменениям в биологических тканях. Что же касается рассеяния энергии — **нагревания объектов** —, то оно не играет в радиоэкологии сколько-нибудь существенной роли.

Ионизация и возбуждение это микроскопические процессы, поэтому мы начнем рассмотрение **с микроскопического подхода**.

В одном акте взаимодействия в среднем теряется только очень малая доля первичной энергии, а **длины свободных пробегов** до следующего акта взаимодействия, как правило, **малы по сравнению с размерами надклеточных биологических объектов**.

Налетающая частица взаимодействует как с электронами, так и с ядрами, что приводит к ее **торможению** и изменению направления движения (**рассеянию**). В интересующей нас области энергий ионизирующих излучений ($E < 10$ МэВ) взаимодействия заряженных частиц с веществом с достаточной точностью описываются законами атомной физики. Ядерные силы и ядерная физика к этим проблемам прямого отношения не имеют.

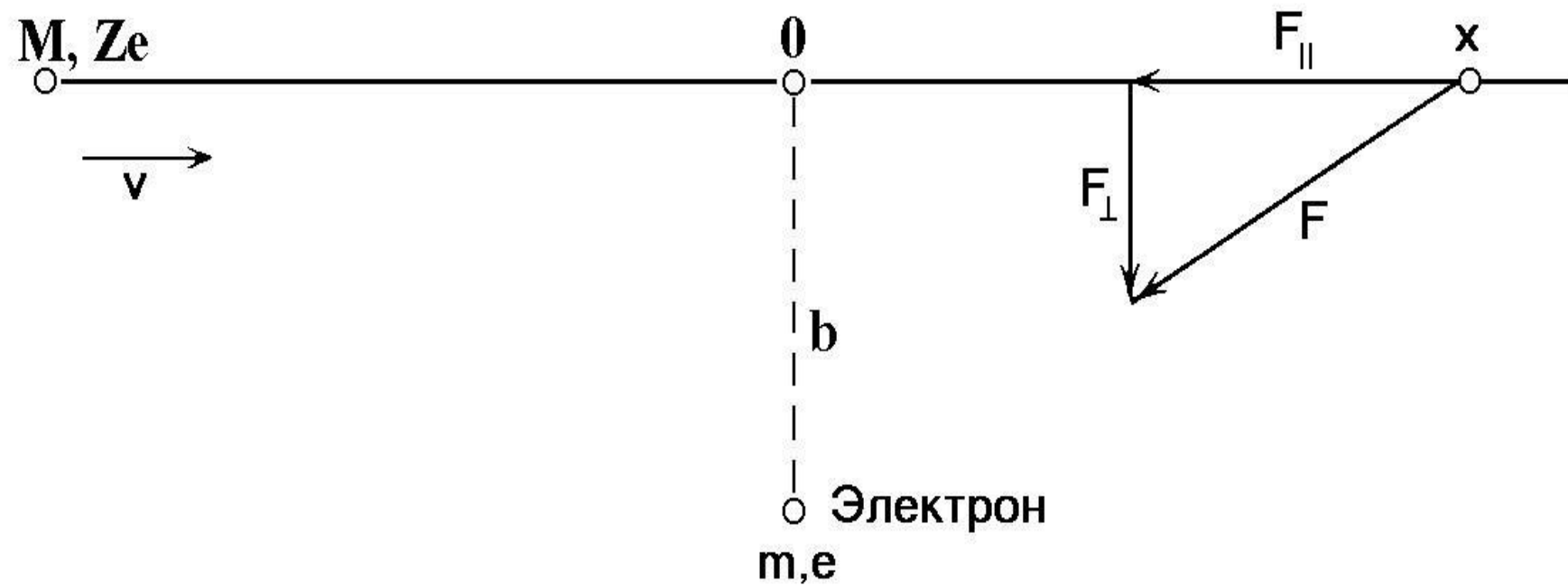
Ионизационные потери — **обратно пропорциональны массе «тормозящих» частиц**. Т. к. $m_e < 0,05\% M_{\text{нуклона}}$, то «тормозят» только электроны.

Взаимодействие с ядрами. Если речь идет о **β -частицах** то, так как их масса «бесконечно мала» по сравнению с массой ядер, взаимодействие можно рассматривать как упругое и меняется только направление движения налетающей β -частицы.

Масса **α -частиц** соизмерима с массой атомов, входящих в состав организмов, и существенными изменениями их направления движения можно пренебречь.

Т. о. траектория движения **α -частиц** должна быть почти **прямой**, а **β -частиц** — **ломанной линией**.

Пусть **заряженная частица** с массой **M** и зарядом **Ze** движется в веществе со скоростью **V** мимо электрона, находящегося на расстоянии **b** от ее траектории.



Оказывается, что потеря энергии в каждом акте взаимодействия — ΔE , определяется скоростью и зарядом заряженной частицей, но не зависят от ее массы и энергии.

Часто. Основной характеристикой выступает dE/dx , т. е. энергия, теряемая частицей при пробеге расстояния dx в веществе.

Эту величину часто называют ионизационными потерями. dE/dx определяется скоростью и зарядом налетающей частицы, но не ее массой и энергией.

dE/dx обратно пропорционально массе «тормозящих» частиц, т. е. электронов (масса которых в $n \cdot 10^4$ раз меньше массы ядер).

Из-за разных удельных ионизационных потерь электронов и тяжелых частиц, имевших вначале одинаковые энергии, длины треков тяжелых частиц оказываются в сотни раз меньше длины треков от электронов.

Удельные потери в зависимости от скорости налетающей частицы имеют максимум и для воздуха они составляют около 6000 пар ионов на $1,0 \text{ мг/см}^2$ для протонов и электронов. Для α -частиц они еще больше. Типичные удельные потери приведены в таблице.

Радио- нуклид	$T_{1/2}$	Энергия α -частиц, МэВ	β -частицы $E_{гр}/\langle\beta\rangle$, МэВ	v/c	Максимальный пробег		Число пар ионов на мкм пробега в биолог. ткани
					в воздухе , см	в мягкой биологичес- кой ткани, мкм	
^{32}P	14,3 дня		1,711/0,695	0,97	610	9200	5,3
^{14}C	5730 лет		0,156/0,0495	0,64	22	250	18
^{212}Po	$3 \cdot 10^{-7}$ с	8,784		0,06 9	8,8	105	2380
^{222}Rn	3,8 дня	5,489		0,05 5	4,0	49	3200
^{226}Ra	1600 лет	4,784		0,05 1	3,3	40	3430

Так как потерей энергии налетающего электрона при его взаимодействии с ядрами можно пренебречь, а меняется только направление его движения то такие взаимодействия часто называют упругими.

Разные виды излучений создают ионы с неодинаковым пространственным распределением.

Реальные пробеги β -частиц до их поглощения в веществе могут отличаться между собой даже в несколько раз.

Прохождение α - и β -частиц через вещество часто характеризуют просто **длиной максимального (или среднего) пробега в веществе.**

Толщину слоя вещества, в котором тормозятся частицы, удобно характеризовать не в линейных единицах, а в **массовых единицах**, т. е. величиной **$\rho \cdot X$** , где ρ — плотность вещества. В этом случае вместо величины **ионизационных потерь dE/dx** говорят о **тормозной способности вещества — S .**

Для электронов

$$S \sim -0,3 (Z/A) \beta^{-2} \ln(1,16E/J) \quad \text{для } \beta < 0,5, \quad (\#)$$

$\beta = v/c$ - скорость частицы в долях от скорости света, J — средний потенциал ионизации, Z — атомный номер.

Свойства тормозящей среды оказываются при такой записи мало существенными.

Выражение (#) учитывает любые потери энергии налетающей частицы за счет кулоновского взаимодействия, но характеризует потери энергии только на отрезке пути $\rho \cdot dx$.

Это выражение не позволяет, например, прямо вычислить потерю энергии электроном, обладавшим вначале энергией E_0 и прошедшим затем через слой вещества толщиной $\rho \cdot x$.

Причины этого: **стохастический характер взаимодействия и непрерывный рост тормозной способности среды по мере замедления заряженных частиц, а также рассеяние, приводящее к изменению направления движения.**

Рассмотрение ионизационных потерь продолжают до тех пор, пока в рамках выбранного подхода энергия частицы не уменьшится настолько, что ее можно считать **остановившейся.**

Если налетающими частицами являются электроны, то часто считают, что **электрон остановился (поглотился)**, если его **энергия понизилась до величины J** .

α -Частица считается остановившейся, если **ее энергия стала порядка тепловой энергии**.

Как было сказано выше: «*в результате одного акта взаимодействия передается менее 100 эВ и такие передачи происходят за время $\sim 10^{-16}$ с*».

Предположим, что энергия налетающей частицы 1 МэВ.

Такая частица за время замедления образует более 10^4 пар ионов, общее количество актов взаимодействия (ионизации и возбуждения) составит $n \cdot 10^4$ ($n > 2$) и это произойдет за время $\sim 10^{-16} \text{ с} \cdot (n \cdot 10^4) = \sim n \cdot 10^{-12} \text{ с} = \sim \mathbf{10^{-11} \text{ с}}$

Т. о. путь заряженной частицы в веществе будет представит траекторию, состоящую из $n \cdot 10^4$ точек, в каждой из которых происходит акт ионизации или возбуждения. Существуют приборы (камера Вильсона ...), которые дают возможность непосредственно наблюдать акты ионизации и визуализировать траектории движения частицы в веществе вплоть до ее «остановки».

Эти траектории называют **треками частиц**.

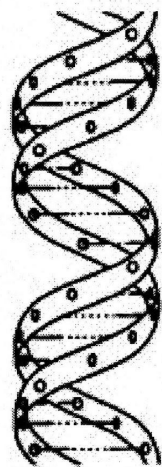
Треки представляют собой следы обусловленные парами ионов, которые оставляет за собой заряженная частица при прохождении через вещество.

Считается, что если налетает тяжелая заряженная частица, то **потери энергии в единичном акте взаимодействия изменяются от ~ 1 эВ** (потери на возбуждение) **до ~ 10 кэВ** при лобовом столкновении протонов с энергией **~ 10 МэВ с электроном**.

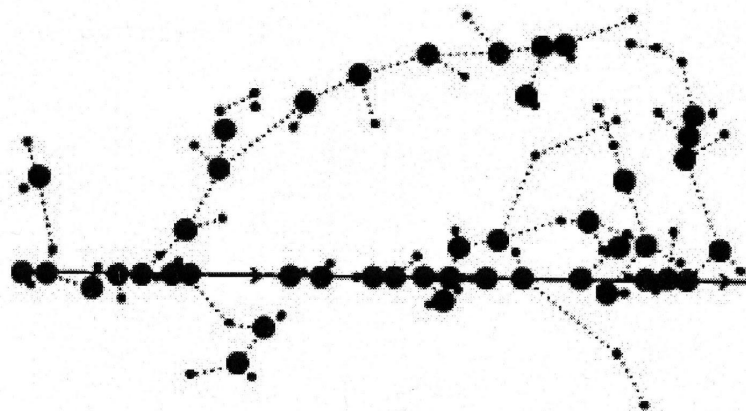
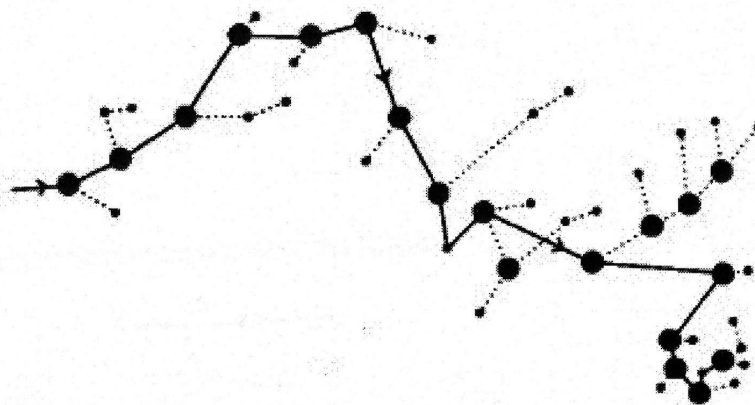
В виду равенства масс налетающей и тормозящей частиц в случае β -частиц принято считать первичным тот электрон, который обладает после столкновения большей энергией.

Возникшие в результате ионизации **электроны** с энергиями от $n \cdot (10^2 - 10^4)$ эВ называют **δ -электронами**. Они сами производят ионизацию в веществе, производя в нем свой трек. **Ионизация, обусловленная δ -электронами — вторичная, и вклад ее в полную ионизацию при торможении тяжелых заряженных частиц может достигать 60 — 80%.**

Методом Монте-Карло можно рассчитать траектории движения частиц в веществе — **треки частиц**.



2 nm



Трек электрона с энергией 500 эВ и часть трека α -частицы с энергией 4 МэВ. Треки представлены в масштабе, заданном размерами сегмента молекулы ДНК. Точные положения мест ионизации даны большими кружками, а возбуждений — малыми кружками.

Существует еще один механизм потери энергии заряженной частицей — **потеря энергии на тормозное излучение.**

Суть его состоит в том, что при пролете мимо ядра направление движения частицы за счет кулоновского взаимодействия меняется. Она испытывает ускорение и возникает тормозное излучение.

Для тех частиц, с которыми мы сталкиваемся **в радиоэкологических исследованиях, этим механизмом потерь энергии можно пренебречь.**

Ввиду стохастического характера взаимодействий α - и β -частиц с веществом, в случае электронов значительно большим флуктуациям подвержены как средняя энергия, передаваемая в одном акте взаимодействия, так и средняя длина пробега между взаимодействиями, по сравнению с α -частицами. Поэтому реальные пробеги β -частиц до их поглощения в веществе могут значительно отличаться.

При проведении различных радиоэкологических оценок, несмотря на все эти особенности и различия, прохождение α - и β -частиц через вещество характеризуют или длиной максимального или длиной среднего пробега в веществе, помня, что реальный разброс значений этой величины для β -частиц может составлять сотни процентов.

γ -Кванты не обладают зарядом поэтому они не могут производить ионизацию и, как следствие непрерывно терять свою энергию в веществе.

Согласно классической физике электромагнитная волна вообще не может терять энергию, а может только рассеиваться, т. е. изменять направление своего движения.

В действительности существуют три механизма (эффекта), с помощью которых γ -квант может "породить" заряженную частицу — электрон, передав ему всю или часть своей энергии. Наименьшая часть передаваемой энергии всегда существенно больше средней энергии, необходимой для образования 1 пары ионов. В области энергий, представляющих интерес в радиоэкологии, электрону может иногда сопутствовать и позитрон.

Образовавшийся электрон будет взаимодействовать с веществом так, как это было описано выше.

Механизмами (**эффектами**), ответственными за образование электронов, являются: **Комптон-эффект**, которому соответствует линейный коэффициент ослабления μ_C ; **фотоэффект** — коэффициент ослабления μ_{ph} и **процесс образования пар частица – античастица** — μ_{par} .

Полный линейный коэффициент ослабления γ -излучения веществом μ является их суммой. Упругим рассеянием мы будем пренебрегать.

Для γ -квантов любое однократное взаимодействие "убирает" фотон из первоначального потока, однако, заметный ионизационный эффект не возникает, т. к. образуется не более одной пары ионов. Вероятность взаимодействия **γ -кванта с веществом, как правило,** несравнимо меньше вероятности акта ионизации при торможении заряженных частиц.

Поэтому взаимодействие **γ -квантов** с веществом часто рассматривают как двухступенчатый процесс:

- I. Ступень — взаимодействие **γ -кванта с веществом, результатом чего является возникновение электрона, обладающего большой энергией**
- II. Ступень — торможение этого электрона.

В рамках такого подхода длинной пробега электрона в веществе пренебрегают по сравнению со средней длинной свободного пробега **γ -кванта в веществе.** Иными словами считается, что **γ -квант поглощается в результате однократного взаимодействия.**

Если частица или квант поглощается в результате одного случайного события (взаимодействия), то для описания поглощения таких частиц в веществе справедливы все те рассуждения, которые были использованы при выводе закона радиоактивного распада.

Произойдет в данной точке взаимодействие или нет, мы можем сказать только с некоторой вероятностью. Если взаимодействие в данном месте произошло, то переданная энергия также есть величина случайная, характеризующаяся своим законом распределения и средним значением.

Т. о., при прохождении пути dx частица может с вероятностью dp_s испытать рассеяни (т. е. изменится ее направление движения и уменьшится энергия); с вероятностью dp_c поглотиться (частица данного типа исчезнет); с вероятностью dp_f размножиться (возникнет нескольких частиц, может быть и того же типа) или не провзаимодействовать с веществом. Так как процессы случайные, то вероятность dp_i того, что произойдет i -ое взаимодействие частицы с веществом, пропорциональна пройденному частицей пути:

$$dp_s = \mu_s dx, dp_c = \mu_c dx, dp_f = \mu_f dx.$$

В однородной среде **коэффициенты пропорциональности μ_i зависят от энергии и типа частицы.** Они не зависят от пройденного пути и направления движения.

Коэффициенты μ_i называются **линейными коэффициентами ослабления излучения.** Они определяют вероятности соответствующих процессов на единицу длины пути частицы. **Полный линейный коэффициент ослабления μ** равен:

$$\mu = \mu_s + \mu_c + \mu_f$$

Пусть $p(x)$ — вероятность того, что частица (квант) пройдет в веществе, не взаимодействуя с ним, путь длиной X . По аналогии с уже рассмотренным нами радиоактивным распадом и с учетом начального условия $p(0) = 1$ мы имеем:

$$p(x) = \exp(-\mu \cdot x) = \exp(-x/\lambda),$$

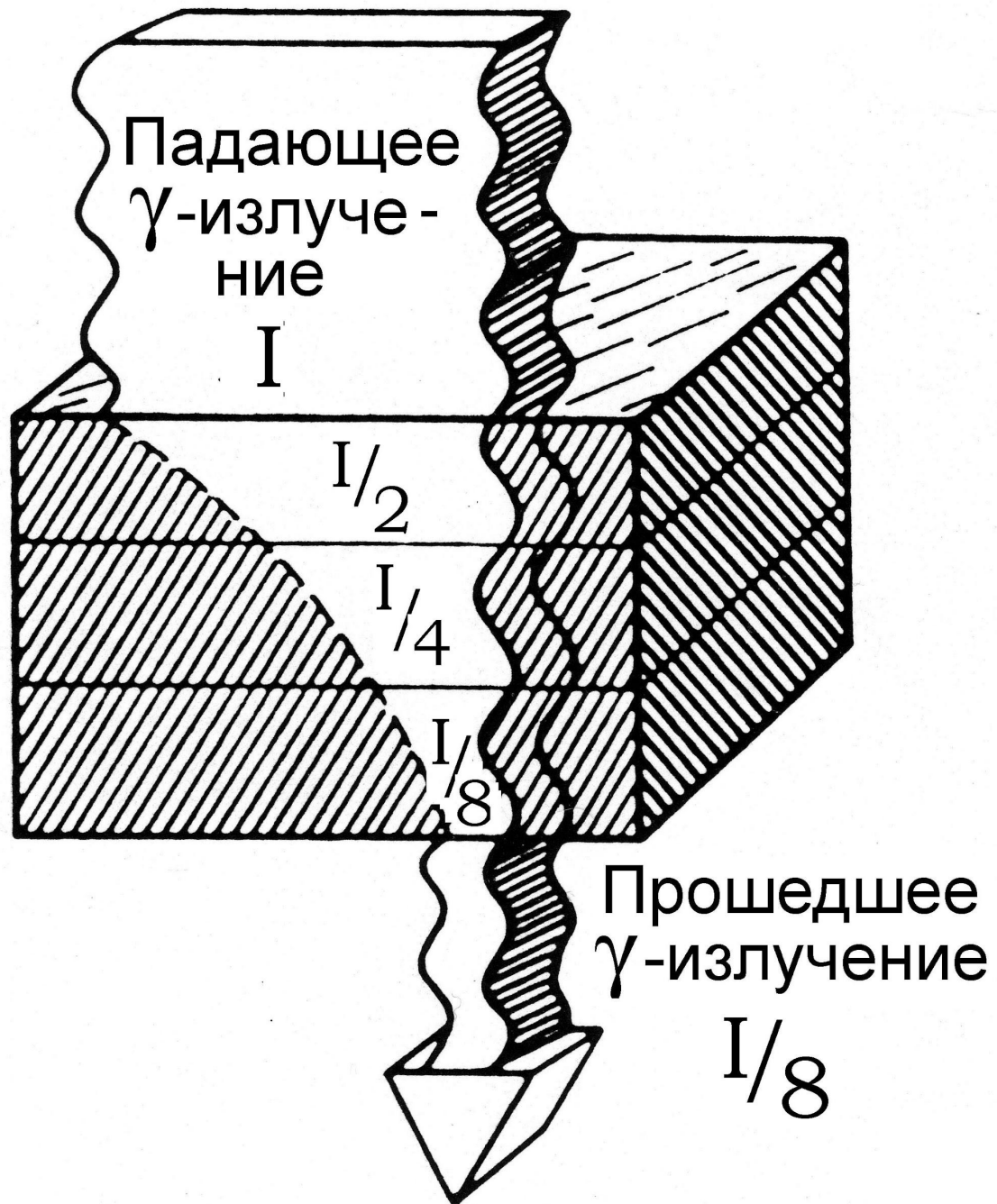
где $\lambda = 1/\mu$ — **средняя длина свободного пробега**.

В пределах слоя толщиной $\lambda \sim 69,3\%$ потока γ -излучения испытает взаимодействие с веществом за счет того или иного процесса, т. е. возникнет комптоновский или фотоэлектрон, образуется пара электрон–позитрон или произойдет упругое рассеяние. Остальная часть потока пройдет дальше.

Поток $I(x)$ частиц,двигающихся в данном направлении с определенной энергией, проходя путь X , убывает пропорционально $p(x)$:

$$I(x) = I(0) \cdot \exp(-\mu \cdot x). \quad (1)$$

Таким образом, мы получили **закон экспоненциального ослабления интенсивности потока коллимированного излучения с фиксированной начальной энергией**.



Среднюю длину свободного пробега — λ часто используют как меру проникающей способности γ -излучения. Типичные значения этого параметра для некоторых веществ приведены в таблице. **Радионуклид, испустивший γ -квант, и точка в объекте (или область внутри объекта), в котором начнется ионизация атомов и молекул, например внутри ткани какого-то организма, отстоят, в среднем, друг от друга на расстоянии $\sim\lambda$, определяемом энергией γ -кванта.**

Вещество	Pb	Cu	Al	бетон	вода	воздух
λ , см	1,3	1,9	6,0	7,1	14,2	13 050

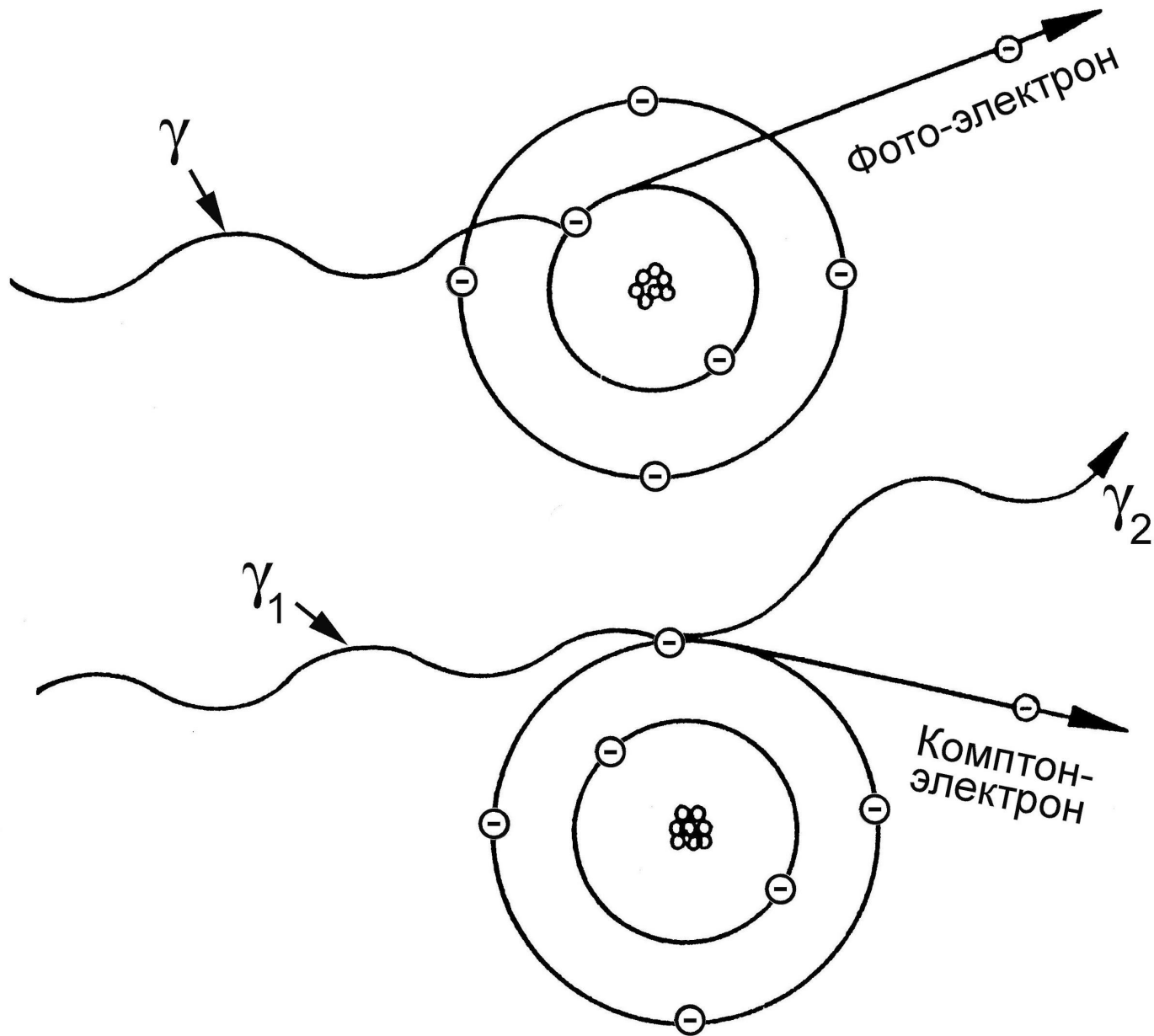
Возникшая в результате любого эффекта заряженная частица является электроном (или + позитрон). Образовавшаяся тем или иным образом заряженная частица будет взаимодействовать с веществом так, как это было описано в предыдущем разделе.

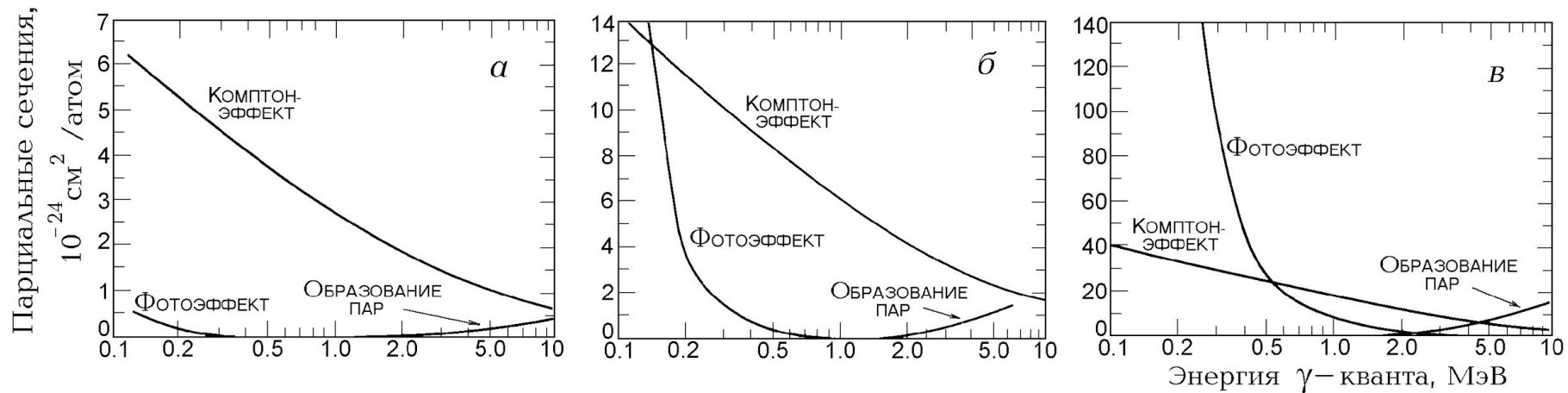
Комптон эффект — линейный коэффициент ослабления μ_c ;

Фотоэффект — коэффициент ослабления μ_{ph} ,

Процесс образования пар частица – античастица — μ_{par} .

Эффект Комптона — неупругое рассеяние электромагнитного излучения, сопровождающееся появлением электрона с энергией, равной разности энергий налетающего и рассеянного квантов. В действительности речь идет о рассеянии на электронах, энергия связи которых в атоме много меньше энергии налетающего фотона. Чем больше энергия фотона — E_γ , тем большую часть своей энергии он может потерять при рассеянии. Вероятность комптоновского рассеяния в широком интервале энергий фотонов обратно пропорциональна их энергии и прямо пропорциональна порядковому номеру вещества — рассеивателя.





- Рис.. Зависимости от E_γ сечений основных процессов взаимодействия γ -квантов с веществом: фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования пар: *a* — в алюминии; *б* — в меди; *в* — в свинце.

Фотоэффект, как и Комpton-эффект, это **сугубо квантовое явление**. Фотоэффект возможен только на связанном электроны. Это определяет все основные свойства фотоэффекта: зависимость вероятности эффекта от энергии, соотношение вероятностей фотоэффекта на разных электронных оболочках и зависимость его сечения от Z .

В результате фотоэффекта фотон исчезает и появляется электрон (фотоэлектрон) с энергией, равной энергии налетающего фотона минус энергия связи этого электрона в атоме (потерей энергии на отдачу обычно пренебрегают).

Вероятность фотоэффекта резко зависит от энергии E_γ налетающего фотона и заряда атомов тормозящего вещества (пропорционально Z^5).

Конверсия γ -кванта в пару: частица-античастица, также является типичным квантовым процессом.

Если энергия γ -кванта больше удвоенной массы покоя электрона, то он может в поле заряда ядра или электрона исчезнуть, образовав **пару частиц: электрон-позитрон**.

Кинетическая энергия этих частиц равна разности энергии фотона и удвоенной массы покоя электрона.

Число актов ионизации в пределах одной живой клетки сильно зависит как от типа ионизирующих излучений так и от их энергии. Это может приводить к важным различиям в биологических эффектах. Рассмотрим пример.

Бентос составляет основу трофических цепей в морских экосистемах.

Одной их характерных групп бентоса являются нематоды (**Nematoda**) (в среднем **~3 мкг** или сфера с радиусом **~1 мкм**).

Если в нематоду попадет **α -частица**, то в ней может появиться много тысяч пар ионов.

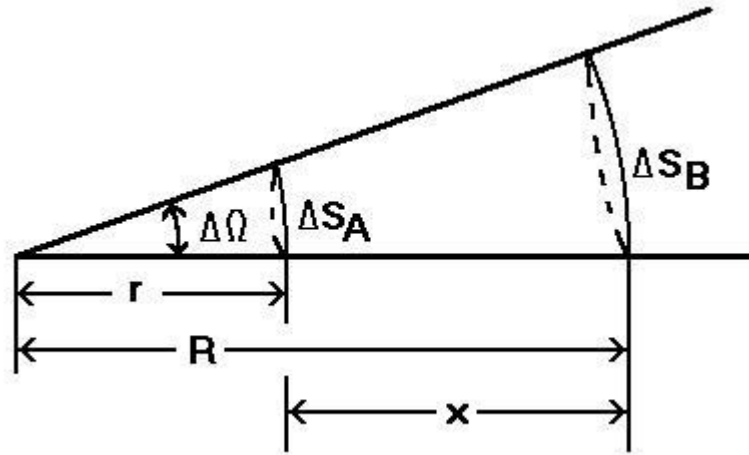
Если же — **β -частица** с примерно такой же энергией, то ионизационного эффекта может и не возникнуть, или образуется всего несколько пар ионов. В этом случае репарационные механизмы, наверное, легко смогут обеспечить репарацию возможных повреждений. Вся оставшаяся энергия выделится в окружающей воде или донных осадках.

Многообразие реальных ситуаций в плане воздействия γ -излучений на человека, животных и растения можно свести к четырем случаям:

1. Воздействие оказывает коллимированный поток γ -квантов
2. Источник γ -квантов точечный
3. Источником γ -излучения является поверхность, например, достаточно большая территория, загрязненная в результате аварии на ЧАЭС радионуклидами ^{137}Cs .
4. Радионуклиды, являющиеся источниками γ -излучения, равномерно распределены по объему. Это может быть, например, ^{40}K в мягких тканях человека или ^{137}Cs в морской воде или в воздухе.

Наши рассмотрения сводились до сих пор к анализу первой ситуации. Рассмотрим теперь вторую. Третья и четвертая более сложные, но в определенной степени сводимые к первым двум.

Предположим, что наш источник точечный и рассмотрим геометрию, представленную на рис.



- Без учета поглощения полная интенсивность – I' излучения в телесном угле $\Delta\Omega$ постоянна. Плотность излучения или поток излучения через единицу площади мишени зависит от ее расстояния до источника:

- $I_A = I' / \Delta S_A$; $I_B = I' / \Delta S_B$,

- где I_A и I_B — плотности излучений на расстояниях r и R от источника, ΔS_A и ΔS_B — части поверхности сфер, видимые в пределах телесного угла $\Delta\Omega$. Отсюда следует, что плотности излучений связаны с расстоянием до источника следующим образом:

- $I_B / I_A = r^2 / R^2 = r^2 / (r + x)^2$.

Имеет место простое, но чрезвычайно важное в практическом отношении соотношение — интенсивность излучения обратно пропорциональна квадрату расстояния до точечного источника. Самый надежный способ защититься от ионизирующих излучений — это отойти от источника излучения подальше. Это надежнее, чем любая другая защита.

С учетом поглощения мы имеем

$$I_B = I_A \cdot r^2 \cdot \exp(-\mu x) / (r + x)^2 \quad (\#^*).$$

Если у нас источник не точечный, поглощающий слой вещества достаточно толстый и мы регистрируем кванты с разной энергией, то многократное рассеяние в веществе приводит к некоторому возрастанию полной интенсивности (защита оказывается менее эффективной, чем это следует из выражения (#*)). Это может быть, например, за счет двукратного комптоновского рассеяния. В этом случае интенсивность излучения, прошедшего слой толщиной x из вещества с порядковым номером Z , равна

$$I = I_A \cdot r^2 \cdot \exp(-\mu x) \cdot B_9(h\nu, Z, \mu x) / (r + x)^2 \quad ().$$

где множитель $B_9(h\nu, Z, \mu x)$ учитывает возрастание полной интенсивности излучения, имевшего вначале энергию $h\nu$. Этот множитель возрастает с возрастанием толщины защиты и с уменьшением начальной энергии излучения. Он может изменяться от единицы до нескольких десятков.

Т. о., если у нас источник не точечный, да к тому же поглощающий слой вещества достаточно толстый, то многократное рассеяние в веществе приводит к «ослаблению» защиты. Недостаточное уменьшение интенсивности прошедшего излучения по сравнению с гипотетической ситуацией — отсутствия многократного рассеяния, может составить от единицы до нескольких десятков раз.

Если мы хотим защититься от γ -излучения в лабораторных условиях, то следует в качестве защиты выбирать тяжелые элементы, например свинец. Еще более эффективен вольфрам, который обладает большей плотностью. Подобные защиты создавали, например, вокруг детекторов, когда проводили в радиоэкологии анализ содержания ^{137}Cs в атмосферных осадках, выпавших за тысячи километров от Чернобыля после аварии. Создавать такую защиту вокруг мощных протяженных источников излучения типа ядерного реактора экономически не целесообразно, и там используют более легкие (и дешевые) конструкционные материалы и, в первую очередь, бетон. Для ослабления излучений используют и воду. Например, тепловыделяющие элементы, отработавшие свой срок, длительное время хранят рядом с реактором в специальном бассейне.

Когда мы говорим о защите от γ -квантов или заряженных частиц, то необходимо помнить о двух обстоятельствах.

I. — под поглощением γ -кванта понимается момент, когда возник комптоновский или фотоэлектрон, или образовалась пара частица-античастица. Пробегом возникшего электрона по сравнению с λ обычно пренебрегают, несмотря на грубость такого приближения.

II. — если мы возьмем слой поглотителя с толщиной, равной удвоенному пробегу для тяжелых частиц или учетверенному пробегу для электронов, то вероятностью прохождения через такой слой можно пренебречь.

Иная ситуация для γ -излучения или нейтронов. Здесь принято говорить о кратности ослабления излучения.

Во многих практически важных случаях здесь необходима кратность ослабления в 10^6 и большее число раз $\{\exp(-x/\lambda); x/\lambda = 14 \rightarrow \exp(14) = \sim 10^6\}$.

Нейтроны и взаимодействие их с веществом.

Нейтроны не возникают в результате радиоактивного распада. В окружающей среде нейтронов очень мало и прямое воздействие на биоту не значительно, но косвенное их значение огромно.

Нейтроны были открыты как частицы, обладающие аномально большой проникающей способностью. Значения μ для нейтронов оказались \gg значений μ , соответствующих γ -квантам с максимальной проникающей способностью.

Нейтроны можно получить сильно возбуждив ядра. В окружающей среде они постоянно возникают под действием космического излучения. Немного их образуется в результате процессов спонтанного деления ядер урана.

Открыты они были как продукт ядерных реакций, происходящих на некоторых легких ядрах при облучении их α -частицами. **Пример** — ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$. Дочернее ядро ${}^{12}\text{C}$ является одним из наиболее плотноупакованных ядер, и реакция идет с выделением энергии.

Облучение α -частицами таких легких элементов, как Li, B или Be позволило создать компактные **лабораторные источники нейтронов** со сплошными энергетическими спектрами. **Примеры** — ${}^{226}\text{Ra} + \text{Be}$, ${}^{210}\text{Po} + \text{Be}$

В первом случае 3 ÷ 5 г металлического порошкообразного бериллия заливается раствором соли радия, содержащей 1 г радия. Достоинством такого источника является достаточно большой выход нейтронов: $\sim 1,3 \cdot 10^7$ нейтрон/с на 1 г Ra. Недостатком — достаточно большая интенсивность γ -излучения.

Полоний-бериллиевый источник отличается меньшим выходом нейтронов, однако γ -излучения в этом случае почти нет.

Для получения достаточно монохроматических и (или) быстрых нейтронов используют ядерные реакции под действием ускоренных ионов. Если это дейтроны, для которых энергия связи нуклонов очень мала, реакции будут экзотермическими. $D(d,n)^3\text{He}$ и $T(d,n)^4\text{He}$. Реакции начинаются с энергий налетающих дейтронов порядка 50 кэВ и очень эффективны. Изменяя угол, под которым испускаются нейтроны, можно получать потоки нейтронов с энергиями от 2 до 14 МэВ.

Затем стали широко применять реакции под действием протонов. Т. к. энергию протонов можно легко и с большой точностью варьировать.

Наиболее эффективной мишенью также является тритий, но в отличие от реакции $T(d,n)^4\text{He}$, реакция $T(p,n)^3\text{He}$ — эндотермическая и порог ее составляет 1,019 МэВ.

Монохроматические нейтроны можно получать также с помощью фотоядерных реакций (γ,n).

В прикладных исследованиях наиболее широкое применение находят источники нейтронов со сплошным спектром, возникающие при работе ядерных реакторов. В среднем на один акт деления испускается $\sim 2,5$ нейтрона со средней энергией ~ 2 МэВ.

Как же нейтроны взаимодействуют с веществом.

Не обладая электрическим зарядом нейтроны не могут так же эффективно терять энергию, как заряженные частицы.

Так как они являются тяжелыми частицами, то **потерями энергии при их столкновениях с электронами можно пренебречь, что также увеличивает их проникающую способность.**

Нейтрон обладает магнитным моментом. За этот счет возникает электромагнитное взаимодействие нейтрона с электронами вещества — взаимодействие их магнитных моментов. Однако оно мало и его энергия достигает потенциала ионизации атома лишь на расстояниях $\sim 10^{-11}$ см. Таким образом, сечение ионизационного торможения нейтрона оказывается **в $\sim 10^5$ раз меньше, чем для заряженной частицы.**

Существуют два механизма для замедления и передачи энергии нейтронов веществу.

Первый механизм. Столкновения нейтронов с ядрами вещества приводят к отклонению направления их движения, **сопровождаясь потерей некоторой доли энергии**, что эквивалентно соударению двух шаров с соизмеримыми массами. Тем не менее, **в этом случае говорят об упругом рассеянии нейтронов, понимая под этим то, что ядро, в конечном итоге, не претерпевает никаких изменений.**

В результате упругого рассеяния ядра отдачи могут ионизовать окружающую среду, а атомы оказаться выбитыми из молекул.

Если в процессе рассеяния возбуждается и ядро, то часть энергии первичного нейтрона уносится затем в виде γ -излучения или конверсионных электронов.

Имеется и **принципиальное отличие** во взаимодействии заряженных частиц или γ -квантов, с одной стороны и нейтронов с другой, с веществом.

Практически вся энергия нейтрона может быть передана веществу, но и потеряв ее, став медленным нейтроном, он остается источником существенной радиационной опасности, часто превосходящей ту, которая сопровождает ионизационный эффект от его первоначальной энергии.

Второй механизм воздействия нейтронов на вещество. Ядерные реакции.

При первом столкновении, или после того, как нейтрон растеряет свою кинетическую энергию и она станет, например, менее 1 эВ, может произойти **захват нейтрона и образование нового** (составного) **ядра**. Так как для нейтронов нет кулоновского барьера, то вероятность их захвата, значительна.

Образовавшееся ядро оказывается в сильно возбужденном состоянии.

За счёт выделяющейся при захвате энергии связи нейтрона ε_n и его кинетической энергии E , энергия возбуждения близка к сумме $\varepsilon_n + E$. Переход такого возбуждённого ядра в более низкие энергетические состояния может совершаться или путём испускания γ -квантов, или путём испускания каких-либо частиц (протонов, нейтронов, α -частиц), или ещё более тяжёлых ядерных осколков (в случае деления ядер).

В результате ядерной реакции может снова испуститься нейтрон с меньшей энергией (неупругое рассеяние), может вылететь заряженная частица, произойти деление возбужденного ядра или радиационный захват, т. е. реакция (n, γ) .

Радиационный захват — характерный вид взаимодействия тепловых нейтронов — заключается в захвате ядром нейтрона с испусканием γ -кванта. γ -Излучение испускаемое в результате радиационного захвата имеет энергию ~ 1 МэВ. Радиационный захват может происходить на ядрах почти всех элементов.

Благодаря захвату нейтронов ядрами процесс взаимодействия нейтронов с веществом усложняется и не сводится к потери его исходной энергии.

Когда рассматривают взаимодействие нейтронов с веществом, то наибольшее внимание уделяется **двум аспектам**: зависимостям **от массового числа атомов**, составляющих вещество, и **от энергии нейтронов**.

Характер взаимодействия нейтронов с ядрами существенно зависит от массового числа атомов и поэтому все они условно разбиты на три группы.

Легкие — $A < 25$, средние — $25 < A < 80$ и тяжелые ядра — $A > 80$. Для первой группы характерными являются упругие соударения

(Упругие соударения те, в результате которых не инициируются ядерные реакции.).

Для нас наибольший интерес представляют взаимодействия только с первой группой атомов.

При лобовом столкновении с атомом водорода вся кинетическая энергия нейтрона может передаться этому атому.

Помимо атомного состава поглощающей среды взаимодействие нейтронов с веществом сильно зависит **от их энергии**.

Из практических соображение нейтроны часто делят на следующие группы:

Ультрахолодные нейтроны — это нейтроны с энергией менее 10^{-7} эВ;

Холодные нейтроны — с энергией менее $5 \cdot 10^{-3}$ эВ;

Тепловые нейтроны — находящиеся в тепловом равновесии с атомами окружающей среды. (Для тепловых нейтронов при температуре 290 К, $E = 0,025$ эВ и их скорость равна $2,2 \cdot 10^3$ м·с⁻¹. Так как скорость оказывается намного меньше скорости света, то это дало основание назвать подобные нейтроны медленными) Наиболее вероятная энергия таких нейтронов при комнатной температуре **~ 0,025 эВ**;

Надтепловые (их энергии при нормальной температуре окружающей среды находится в интервале 0,1 – 0,2 эВ);

Промежуточные нейтроны — с энергиями до 200 кэВ;

Быстрые нейтроны — нейтроны с энергиями от 200 кэВ до 20 МэВ;

Сверхбыстрые нейтроны с энергией более 20 МэВ.

(**На практике** иногда говорят о медленных нейтронах, включая сюда тепловые, надтепловые и промежуточные нейтроны)

В радиозэкологии интерес представляют нейтроны с энергиями от тепловых до ~ 2 МэВ.

В результате столкновений быстрые нейтроны превращаются в нейтроны промежуточных энергий, а те, в свою очередь, в тепловые.

Т. о. под действием нейтронов в веществе возникают атомы со значительной кинетической энергией и (или) происходят ядерные превращения с испусканием заряженных частиц или γ -квантов.

Конечным результатом взаимодействий в любом случае являются заряженные частицы и γ -кванты, взаимодействующие далее со средой так, как это было описано выше.

Нейтрон может испытывать β^- -распад с периодом $\sim 10,2$ мин. и превращаться в протон. Среднее время жизни нейтрона в веществе до его захвата каким либо ядром менее $1 \cdot 10^{-3}$ с и, следовательно, только приблизительно один нейтрон из миллиона может испытать радиоактивный распад.

Заключение.

Для косвенно ионизирующего излучения мы должны использовать **двух стадийный подход**. Вначале мы должны рассмотреть те процессы, которые приводят к возникновению заряженных частиц, несущих всю или часть энергии налетающего кванта или нейтрона. На второй стадии эти заряженные частицы будут взаимодействовать с веществом так, как это было рассмотрено выше.

Какой тип излучения представляет наибольшую опасность для живых организмов?

Все определяется тем, где находятся **радионуклиды: внутри или вне организма**. В обоих случаях эффект зависит и от того, какой из органов в большей степени подвергается облучению

По проникающей способности нейтроны стоят на первом месте. Затем идет γ -излучение.