

Приложение Б

ИЗЛУЧЕНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ ЧАСТИЦ

Стив Феттер, Роберт Мозли

Полное понимание методики обнаружения расщепляющихся материалов требует определенных познаний в ядерной физике, особенно в той ее части, где говорится о генерации и поглощении ядерных излучений. Цель этой главы - дать короткое объяснение этих процессов так, чтобы читатель мог лучше понимать предположения, на которых базируются результаты основного текста.

1. Ядро

Ядро состоит из нейтронов и протонов, масса которых примерно одинакова. Атомный номер Z ядра равен содержащемуся в нем числу протонов. Все атомы определенного элемента имеют одинаковый атомный номер. Например, для плутония $Z = 94$.

Массовое число ядра соответствует сумме числа протонов и нейтронов. Атомы с одинаковым атомным номером, но разным массовым числом, называются изотопами. Например, в ядре плутония-239 содержится 94 протона и 145 нейтронов, и его массовое число равно $A = 94 + 145 = 239$. У большинства элементов имеется более одного стабильного изотопа и несколько нестабильных или "радиоактивных" изотопов.

Масса ядер измеряется в "атомных единицах массы" или "а.е.м.". Одна "а.е.м." равна одной двенадцатой массы атома углерода-12, который содержит шесть протонов и шесть нейтронов.

Единицей энергии, в основном используемой в атомной и ядерной физике, является электрон-вольт (эВ). Электрон-вольт - это энергия, которой будет обладать электрон, проходящий через электрический потенциал в 1 вольт. Масса тоже может выражаться в единицах энергии, в соответствии с соотношением между массой и энергией, отраженным в известной формуле $E=mc^2$. Масса протона равна 938,213 миллионам электрон-вольт (МэВ), а масса нейтрона - 939,506 МэВ. Масса электрона намного меньше и равна только в 0,510976 МэВ. Единица атомной массы равна 931,4812 МэВ. Эти единицы измерения могут быть переведены в метрические единицы энергии и массы таким образом: 1 МэВ = $1.602 \cdot 10^{-13}$ Джоуля, и 1 МэВ = $1.783 \cdot 10^{-32}$ кг.

Единица атомной массы меньше среднего значения массы нейтрона и протона из-за того, что у ядра имеется энергия связи частиц и эта энергия приводит к так называе-

мому "дефекту массы".

Зная точные значения масс, можно оценить возможность многих взаимодействий. Например, масса нейтрона больше, чем суммарная масса протона и электрона. Следовательно, распад нейтрона на протон, электрон и нейтрино (масса покоя этой частицы равна нулю) энергетически возможен, и фактически это происходит, когда нейтрон находится вне ядра, в свободном состоянии. Однако, возможны не все реакции, удовлетворяющие закону сохранения энергии, потому что в них должны сохраняться и некоторые другие величины (например, электрический заряд).

2. Радиоактивный распад

Ядра всех изотопов урана и плутония нестабильны и они распадаются с образованием того или иного набора других ядер и частиц с меньшей суммой масс покоя. Разница в энергии ядер превращается в кинетическую энергию вторичных частиц (см. рис. Б.1 - Б.4). Изотопы, которые мы сейчас рассматриваем, могут испытывать три типа радиоактивного распада: альфа-распад, бета-распад и спонтанное деление. Возможны и другие типы распадов (например, захват электрона и внутренние переходы), но в данный момент мы будем ими пренебрегать.

Когда изотоп претерпевает альфа-распад, образуется альфа-частица (ядро гелия-4) с энергией в несколько МэВ, массовое число изотопа уменьшается на 4, а атомный номер уменьшается на 2. Во время бета-распада (который фактически представляет собой распад нейтрона внутри ядра) образуется бета-частица (электрон или позитрон) и нейтрино (нейтральная частица с нулевой массой, практически не взаимодействующая с веществом) с полной энергией до нескольких МэВ; массовое число остается неизменным (хотя реальная масса ядра немного уменьшается), а атомное число увеличивается

(или уменьшается) на единицу. Гамма-излучение (фотоны высоких энергий) также могут выделяться во время альфа- и бета-распада, если образующиеся частицы не уносят с собой всю лишнюю энергию, и ядро остается в возбужденном состоянии, энергия которого высвобождается при излучении фотона. Рентгеновское излучение (фотоны средних энергий) образуется при возбуждении атомных электронов, а тормозное излучение (фотоны с непрерывным энергетическим спектром, продолжающимся вплоть до начальной энергии электрона) выделяется при торможении энергичных бета-частиц в веществе.

Спонтанное деление заметно отличается от альфа- и бета-распада. В этом случае ядро настолько неустойчиво, что оно делится на две части. Несколько гамма-квантов и нейтронов выделяются мгновенно, а образующиеся осколки деления сильно возбуждены и могут испытать бета-распад несколько раз подряд. Детальное описание спонтанного деления и деления, инициируемого нейтронами и фотонами, приведено ниже.

Радиоактивный распад всех видов происходит случайно во времени (момент распада конкретного ядра предсказать нельзя), со скоростью распада, пропорциональной числу атомов. Это можно представить следующим образом: если $N(t)$ - число радиоактивных ядер в момент t , и α обратно пропорционально среднему времени жизни, то скорость распада $Q(t) = \alpha N(t)$ и может быть представлена в виде

$$Q(t) = Q(0)\exp(-\lambda t) \quad (1)$$

где $Q(0)$ - начальная скорость распада. Если t и λ^{-1} выражены в секундах или годах, то указанное соотношение представляет число распадов в секунду или в год соответственно. Число ядер $N(t)$ можно связать с массой радиоактивного вещества, учитывая тот факт, что $6,02 \cdot 10^{26}$ атомов изотопа с массовым числом m имеют массу в m килограммов:

$$N(t) = K(t) \frac{6,02 \cdot 10^{26}}{m} \quad (2)$$

где $K(t)$ - масса, выраженная в килограммах в момент t , равная

$$K(t) = K(0)\exp(-\lambda t) \quad (3)$$

Константа β может быть выражена через период полураспада изотопа $t_{1/2}$ (время, за которое распадается половина исходного

вещества):

$$\lambda = \frac{\log_e(2)}{t_{1/2}} = \frac{0,693}{t_{1/2}} \quad (4)$$

Отсюда следует, что:

$$Q(t) = K(t) \frac{6,02 \cdot 10^{26}}{m} \frac{0,693}{t_{1/2}} \quad (5)$$

Разделив это выражение на число секунд в году, равное $3,16 \cdot 10^7$, можно получить соотношение между скоростью распада на килограмм вещества в секунду, при периоде полураспада, выраженном в годах:

$$Q(t) = K(t) \frac{1,32 \cdot 10^{19}}{t_{1/2} m} \quad (6)$$

Ситуация усложняется тем обстоятельством, что многие радиоактивные изотопы распадаются на изотопы, которые сами по себе тоже радиоактивны, и они в свою очередь, распадаются на другие радиоактивные изотопы и так далее. В цепочках распада изотопов урана и плутония содержится до 14 радиоактивных дочерних продуктов. Эти схемы распада показаны на рисунках Б.1 - Б.4. Альфа-распад изображен стрелкой вниз; бета-распад (электронный) показан стрелкой, направленной направо. Периоды полураспада показаны у каждой стрелки. Заметим, что некоторые изотопы могут распадаться как альфа-, так и бета-распадом; вероятность каждого типа распада указана около стрелки. Спонтанное деление указано двумя стрелками в виде вилки, рядом приведена его вероятность. Распады, вероятность которых меньше, чем 0,1 процента, на рисунках не указаны.

Скорость распада j -ого "дочернего" изотопа во время t равна $(\lambda_j - \text{константа распада } i\text{-го дочернего изотопа (индекс } i = 0 \text{ соответствует исходному изотопу цепочки)})^1$:

$$Q_j(t) = Q(0) \prod_{i=1}^j \lambda_i \sum_{i=0}^j \left[\frac{e^{-\lambda_i t}}{\prod_{\substack{p=0 \\ p \neq h}}^j (\lambda_p - \lambda_h)} \right] \quad (7)$$

Скорость испускания частиц на килограмм "родительского" изотопа равна (S_x - скорость образования частиц типа x (фотонов, альфа-частиц, бета-частиц или нейтронов);

$f_{i,j}$ - вероятность образования частиц типа x и группы i (например, при альфа- или бета-распаде могут рождаться фотоны с разными энергиями) при распаде j -го радиоактивного "дочернего" изотопа):

$$S_x(t) = \sum_j \left[Q_j(t) \sum_i f_{ij} \right] \quad (8)$$

Значения $f_{i,j}$ могут быть найдены в стандартных таблицах.² В наших вычислениях образования фотонов в высокообогащенном уране и плутонии учитывалось более 1000 линий от распада 59 изотопов, образующихся при распаде урана и плутония (см. рис. Б.1 - Б.4).

Спектр гамма-квантов высокообогащенного урана в основном состоит из продуктов распада урана-238 и урана-234. Самой удобной для обнаружения линией является линия с энергией 1,001 МэВ протактиния-234m (протактиний 234m - это метастабильное (долгоживущее) состояние протактиния 234), который является продуктом распада урана-238. В ситуациях, когда присутствует большое количество поглотителей из тяжелых металлов, могут оказаться полезными линии фотонов высоких энергий на 1,399 и 1,832 МэВ (от протактиния-234m) или на 1,764 и 2,204 МэВ (от висмута-214, который является продуктом распада урана-234). При распаде урана-235 излучение фотонов высоких энергий незначительно, самой сильной линией в спектре является линия с энергией 0,186 МэВ.

В спектре обедненного урана в области высоких энергий доминируют линии с энергией 1,001, 1,399 и 1,832 МэВ.

У плутония нет интенсивной линии фотонов с энергиями более 1 МэВ. В зависимости от степени защиты, наиболее удобными для обнаружения могут оказаться линии с энергиями 0,414, 0,662, 0,722 или 0,769 МэВ. Фотоны с энергиями 0,662 и 0,722 МэВ излучаются америцием-241, который является продуктом распада плутония-241, а остальные линии образуются при распаде плутония-239.

3. Деление ядер

Как отмечалось выше, некоторые тяжелые ядра настолько неустойчивы, что они могут расщепляться на два ядра со сравнимой массой. При делении ядер могут реализовываться около 80 различных комбинаций образующихся ядер - осколков деления. На рис. Б.5 показана зависимость вероятности образования осколков деления от их массы для деления урана-235 или плутония-239

быстрыми нейтронами. Отметим, что максимальная вероятность образования конкретной пары ядер составляет около 7 процентов.

Для самых тяжелых изотопов из цепочек распада урана и плутония, показанных на рис. Б.1 - Б.4, деление может происходить самопроизвольно (спонтанно) со сравнительно малой вероятностью. Ядра так называемых расщепляющихся материалов (в частности, урана-235 и плутония-239) могут делиться под действием нейтронов любых энергий. Другие изотопы, такие, как уран-238, могут расщепляться только при взаимодействии с нейтронами или фотонами с энергией выше определенного порога.

При делении ядер выделяется около 200 МэВ энергии, большая часть которой (около 165 МэВ) приходится на кинетическую энергию осколков деления. Остальная энергия переходит к другим мгновенным и запаздывающим частицам: нейтронам, фотонам и бета-частицам. Мгновенное излучение испускается во время процесса деления (за времена порядка 10^{-14} секунды), а запаздывающее излучение образуется при распаде нестабильных осколков деления. Так как бета-частицы поглощаются в сравнительно тонком слое вещества толщиной в несколько грамм на см^2 , мы сосредоточимся здесь на излучении нейтронов и фотонов.

3.1. Мгновенные нейтроны.

При делении ядер образуется от двух до пяти нейтронов, в зависимости от изотопа и энергии частицы, инициирующей деление. В таблице Б.1 приведены значения среднего числа нейтронов ν , образующихся в одном делении, в зависимости от энергии вызывающих деление нейтронов. В той же таблице приведены период полураспада (эта величина относится только к каналу спонтанного деления, реальное время жизни изотопа будет намного меньше) и величина ν для спонтанного деления. Скорость рождения нейтронов при спонтанном делении может быть подсчитана заменой ν_j на $\sum_i f_{ij}$ в уравнении (Б-8). Приближенные формулы для ν имеют вид:

Уран-235:

$$\nu = 2.432 + 0.066E_n \quad (0 \leq E_n \leq 1) \quad (9)$$

Плутоний-239:

$$\nu = 2.874 + 0.138E_n \quad (0 \leq E_n) \quad (10)$$

Нормированный энергетический спектр нейтронов деления определяется выражением

$N(E_n)$ - число нейтронов с энергиями в интервале от E_n до $(E_n + dE_n)$:

$$\frac{dN(E_n)}{dE_n} = \frac{2}{(\pi \epsilon^3)^{1/2}} E_n^{1/2} \exp(-E_n/\epsilon) \quad (11)$$

А величина ϵ , равная 2/3 от средней энергии нейтрона может быть аппроксимирована выражением³ (в МэВ):

$$\epsilon = 0.49 + 0.43\sqrt{v + 1} \quad (12)$$

Максимум спектра находится на энергии $(\epsilon/2)^{1/2}$ (примерно 1 МэВ), и простирается до энергий в несколько МэВ, так что средняя энергия нейтронов спектра деления примерно равна 2 МэВ.

3.2. Мгновенные фотоны.

Сразу же после испускания мгновенных нейтронов в акте деления излучается около семи мгновенных гамма-квантов; они уносят оставшуюся энергию и угловой момент возбужденных осколков деления после того, как нейтронное излучение становится энергетически невозможным. Спектр мгновенного гамма-излучения, в диапазоне энергий от 0,3 до 7 МэВ, может быть определен по формуле⁴ (в МэВ⁻¹):

$$\frac{dN(E_\gamma)}{dN_\gamma} = 6.7e^{-1.05E_\gamma} + 30e^{-3.8E_\gamma} \quad (13)$$

Хотя это уравнение определено для вынужденного деления, оно может быть применено и для спонтанного деления, так как спектр слабо зависит энергии падающего нейтрона. После интегрирования получается величина в 7,2 фотона на одно деление и 7,2 МэВ на деление, которые хорошо согласуются с измеренными значениями 7,4 фотона и 7,2 MeV.⁵

3.3. Запаздывающие нейтроны:

Осколки деления освобождают себя от лишних нейтронов при помощи бета-распадов, в которых нейтроны превращаются в протоны, электроны и нейтрино. Тем не менее, некоторые изотопы распадаются в возбужденное состояние, которое может претерпеть распад с немедленным выделением нейтрона. Так как испускание нейтрона происходит сразу же после предыдущего бета-распада, излучение нейтронов следует экс-

поненциальному закону радиоактивного распада. Энергетический спектр задержанных нейтронов очень сложен, так как нейтроны выделяются при распаде разных изотопов; средняя энергия приблизительно равна 0,45 МэВ.

Число запаздывающих нейтронов невелико: для урана-235, расщепляемого тепловыми нейтронами⁶, за одно деление выделяются только около 0,016 запаздывающих нейтронов. Отношение числа запаздывающих нейтронов к числу мгновенных нейтронов за одно деление не зависит от энергии нейтрона, вызывающего деление. Это соотношение составляет 0,0064 для урана-235, 0,0148 для урана-238 и 0,0020 для плутония-239. Для оценки числа запаздывающих нейтронов на одно деление указанные числа надо умножить на величину v .

3.4. Запаздывающие фотоны.

При переходе нестабильных осколков деления через бета-распад в стабильные изотопы образуется гамма-излучение. Используя наблюдаемое распределение 80 различных осколков деления и данные по излучению фотонов при распаде этих изотопов и их дочерних ядер, были проведены расчеты спектра запаздывающих фотонов. Интенсивность запаздывающего излучения фотонов уменьшается со временем примерно пропорционально $t^{-1.2}$, а энергетический спектр фотонов становится со временем более мягким. Спектр зависит от типа делящегося изотопа и от энергии нейтрона, вызывающего деление, поскольку от этих параметров зависит распределение осколков деления.

Для урана-235 спектр запаздывающего гамма-излучения от деления под влиянием нейтронов, может быть аппроксимирован формулой⁷:

$$\frac{dN(E_\gamma)}{dE_\gamma} = 5.1e^{-1.03E_\gamma} + 3.8e^{-1.36E_\gamma} \quad (14)$$

Это уравнение построено на основе измерений, сделанных при помощи детекторов с иодистым натрием, и справедливо с точностью до множителя два. Данное уравнение было нормировано на измеренную полную энергию спектра, равную 6,84 МэВ.

Нормированный спектр запаздывающих фотонов урана-235 не очень отличается от спектров других изотопов, но разница между полной выделенной энергией может быть значительной. Например, несмотря на то, что нормированный спектр урана-238 отличается не более чем на 15% от спектра урана

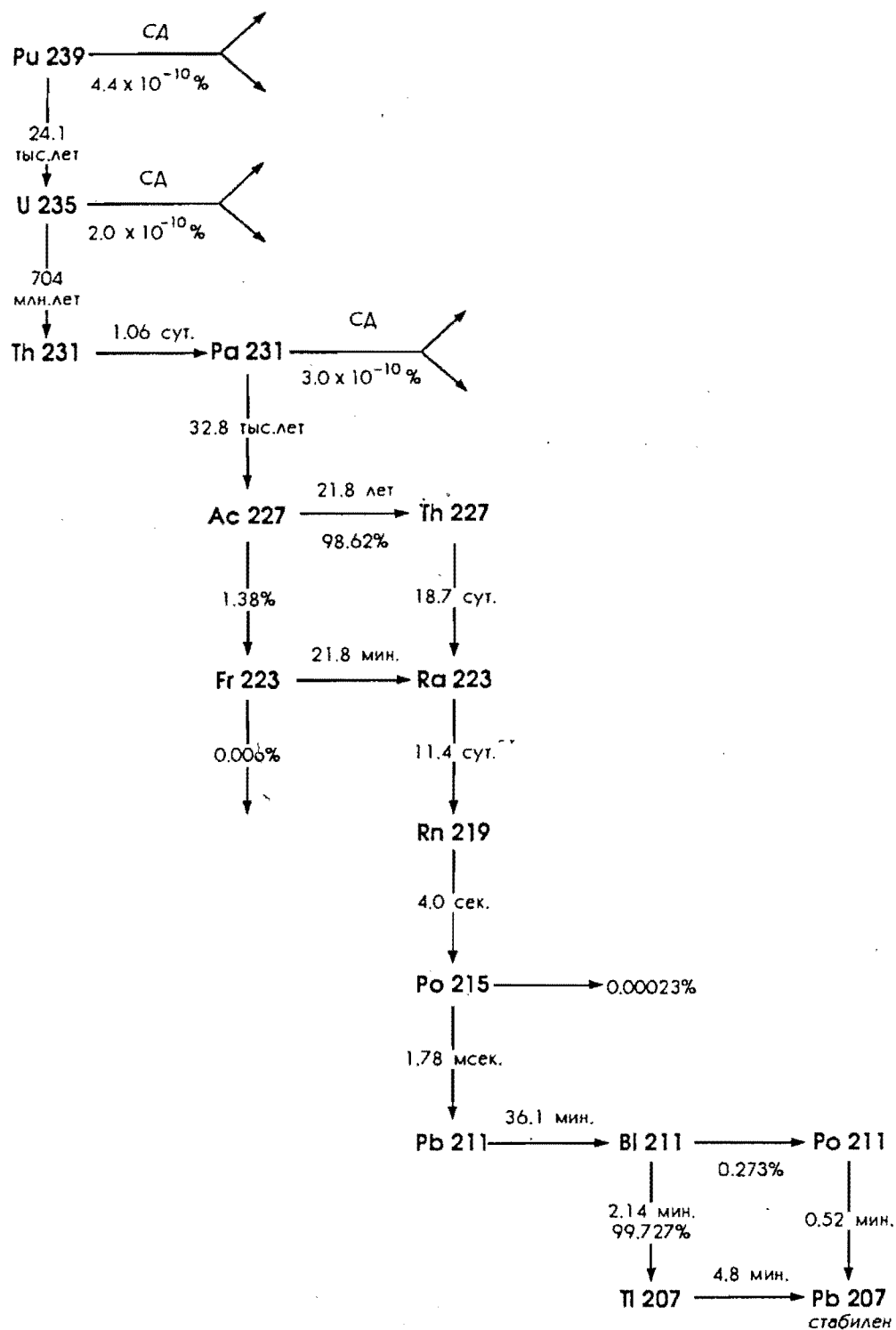


Рисунок 1
Схема распада плутония-239 и урана-235.

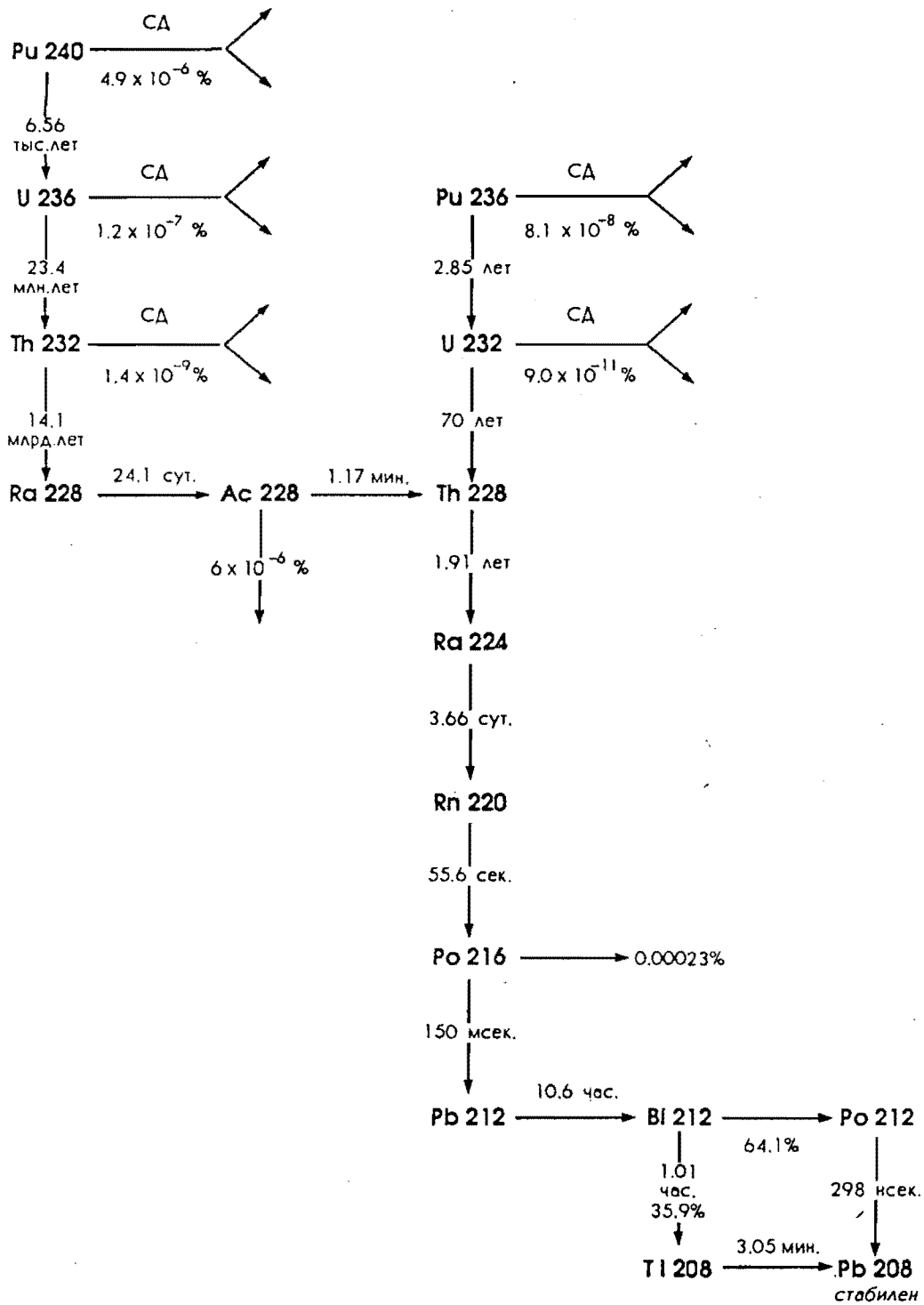


Рисунок 2
Схема распада плутония-240.

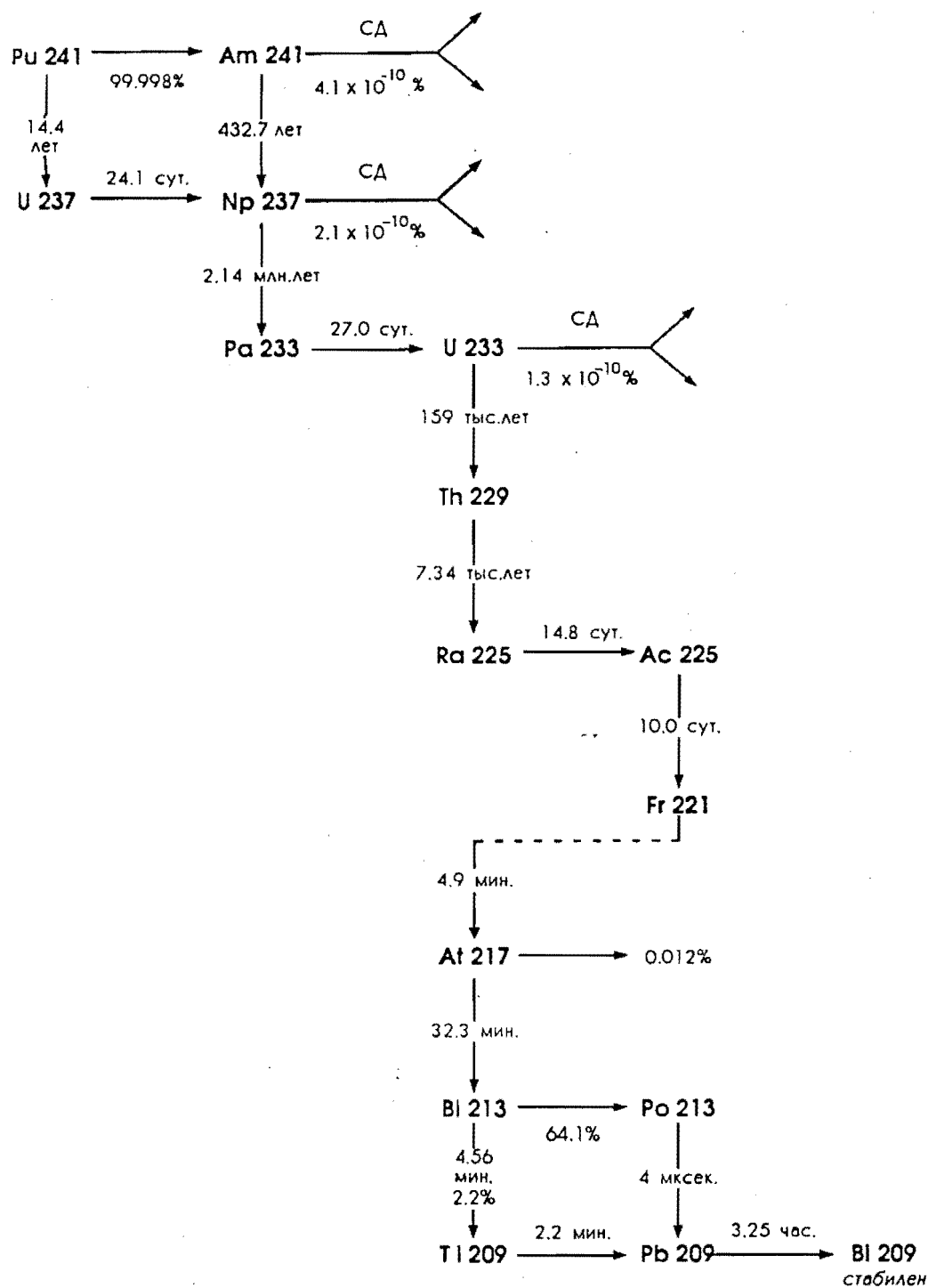


Рисунок 3
Схема распада плутония-241.

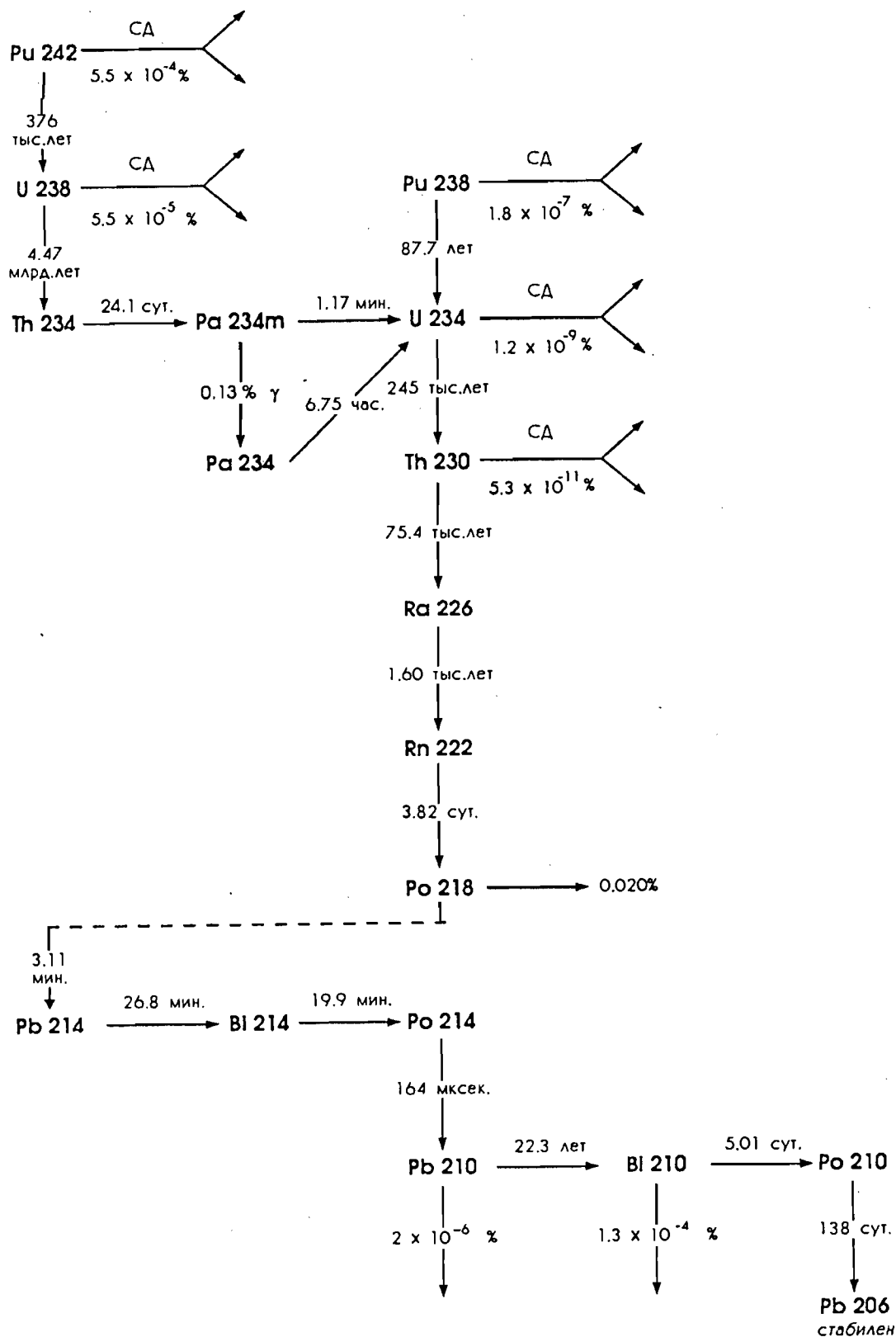


Рисунок 4
 Схема распада урана-234, урана-238,
 плутония-238 и плутония-242.

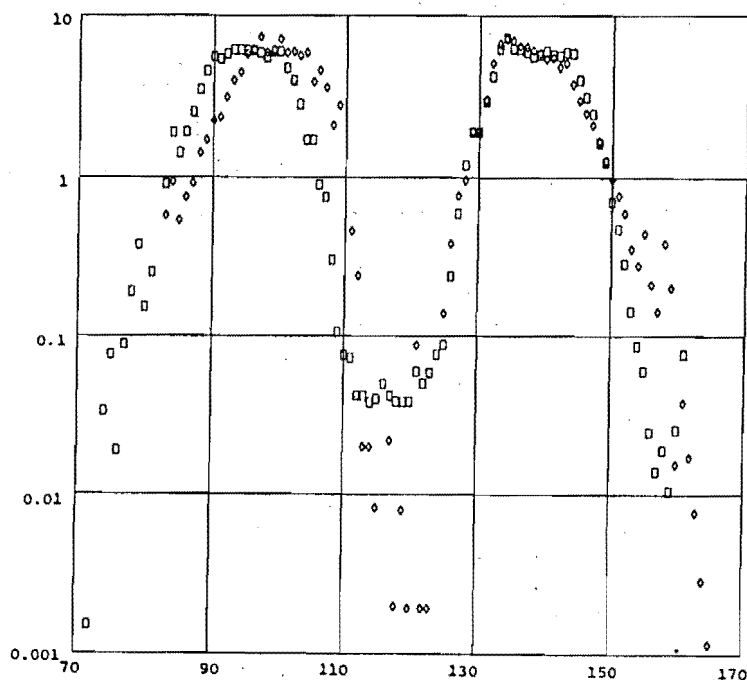


Рисунок 5
Выход осколков деления (в процентах) в зависимости от их массового числа для урана-235 (прямоугольники) и плутония-239 (ромбы) для спектра реактора на быстрых нейтронах.

235 при энергиях фотонов менее 2 МэВ, суммарная энергия запаздывающих фотонов на 60% больше. Для простоты мы предположим, что спектр запаздывающих фотонов будет определяться одним и тем же уравнением, умноженным на соответствующее отношение полной энергии спектра к полной энергии спектра для урана-235. Суммарная энергия фотонов для тория-232 равна 10,8 МэВ, для урана-233 - 4,24 МэВ, для урана-238 - 10,9 МэВ и 6,15 МэВ для плутония-239.⁸

Полная энергия спектра запаздывающих фотонов от спонтанного деления должна равняться полной энергии спектра для вынужденного деления изотопа с числом нейтронов, меньшим на единицу.

Большое число запаздывающих фотонных линий делает энергетический спектр непрерывным при измерениях с детектором низкого разрешения. Прибор с высоким разрешением позволит обнаружить отдельные линии спектра радиоактивного распада различных продуктов расщепления.

Самой заметной линией запаздывающего излучения фотонов является, по-видимому, линия с энергией 1,597 МэВ от лантана-140, выход которой составляет около 5 - 6 % (сравнительно независимо от типа делящегося

изотопа).⁹ Мы использовали эту линию для определения обнаружения запаздывающих фотонов с помощью детекторов с высокой разрешающей способностью.

4. Взаимодействие излучения с веществом

4.1 Взаимодействие нейтронов.

При прохождении нейтронов через вещество они могут взаимодействовать с ним двумя различными способами. Взаимодействие может представлять собой упругое рассеяние, в котором нейтроны отскакивают от ядра мишени, не передавая ему энергии внутреннего возбуждения, соответствующая столкновению маленького бильярдного шара с другим шаром, большим по размеру.

Эту "бильярдную" модель можно использовать для расчета энергии, которую нейтрон теряет при упругом столкновении. В нерелятивистском приближении, которое можно применять при небольших энергиях нейтронов, с которыми мы имеем дело, мы получим зависимость (P_1 - начальный импульс частицы с массой m ; P_2 - конечный импульс после упругого рассеивания на угол θ с частицей массой M):

Таблица 1
Период полураспада для спонтанного деления (СД) и среднее
число мгновенных нейтронов в одном акте деления
в зависимости от энергии падающего нейтрона.

	Период полураспада (СД, лет)	Число нейтронов на деление			
		СД	Тепловые	Спектр деления	14 МэВ
Уран-232	$8. \times 10^{13}$	$\approx 2.$	-	-	-
Уран-233	1.22×10^{17}	$\approx 2.$	2.49	2.6	4.2
Уран-234	2.04×10^{16}	$\approx 2.$	-	2.4	-
Уран-235	3.50×10^{17}	1.86	2.42	2.5	4.4
Уран-236	1.95×10^{16}	1.91	-	2.5	-
Уран-238	8.20×10^{15}	2.01	-	2.4	-
Нептуний-237	$1. \times 10^{18}$	2.05	2.7	2.8	4.7
Плутоний-236	3.52×10^9	2.13	-	-	-
Плутоний-238	4.77×10^{10}	2.22	2.92	-	-
Плутоний-239	5.48×10^{15}	2.16	2.88	3.0	4.8
Плутоний-240	1.31×10^{11}	2.16	2.26	2.9	4.9
Плутоний-241	2.5×10^{15}	2.25	2.93	3.0	5.0
Плутоний-242	6.84×10^{10}	2.15	2.18	-	-
Плутоний-244	6.61×10^{10}	2.30	-	-	-
Америций-241	1.05×10^{14}	2.27	-	-	-

Источники: Edgardo Browne and Richard B. Firestone, Table of Radioactive Isotopes (New York: John Wiley & Sons, 1986); Victoria McLane, Charles L. Dunford, and Philip F. Rose, Neutron Cross Sections, Volume 2: Neutron Cross Section Curves (Boston, Massachusetts: Academic Press, 1988); R7T7 Perry and W.B. Wilson, "Neutron Production from (α, n) Reactions and Spontaneous Fission in ThO_2 , UO_2 , and $(\text{U,Pu})\text{O}_2$ Fuels," LA-8869-MS (Los Alamos, New Mexico: Los Alamos National Laboratory, 1981).

$$P_2 = \frac{P_1 [m \sin \theta + (M^2 - m^2 \cos^2 \theta)^{1/2}]}{M + m} \quad (15)$$

Результат для случая обратного рассеяния частицы в сторону, откуда она пришла ($\theta = 180^\circ$), лучше всего иллюстрирует зависимость энергетических потерь от отношения масс сталкивающихся частиц:

$$P_2 = P_1 \left[\frac{M - m}{M + m} \right]^{1/2} \quad (16)$$

Если $M = m$, то конечный импульс равен нулю; если $M \gg m$, $p_2 = p_1$. Поэтому, для замедления нейтронов лучше использовать легкие элементы.

Нейтрон может также передать свою энергию внутриядерным процессам ("неупругое рассеяние"). Это ядерное возбуждение приведет к последующему испусканию гамма-квантов.

И, наконец, нейтрон может быть поглощен ядром, увеличивая его атомный вес на одну единицу. В результате поглощения нейтрона, ядро может испустить гамма-кв-

ант, альфа-частицу, нейтрон или расщепиться. Возможность этих взаимодействий зависит от кинетической энергии нейтрона во время его поглощения. Эти взаимодействия обозначаются " (n, γ) ", " (n, α) ", " $(n, \text{деление})$ ", и т.д. Кроме того, поглощение нейтрона может привести к образованию нестабильного ядра, подверженному бета-распаду с испусканием электрона.

Для определения вероятности различных ядерных взаимодействий часто используется понятие "эффективного сечения". Вероятность взаимодействия считается пропорциональной эффективной площади сечения с центром в ядре мишени. Эффективное поперечное сечение может представлять вероятность упругого рассеяния, (n, α) взаимодействий и т.д. Можно представить себе, что вся возможная зона взаимодействия поделена на отдельные зоны для всех возможных взаимодействий. Эффективные сечения могут зависеть от энергии.

Радиус протонов или нейтронов немного превышает 10^{-13} см, что соответствует геометрическому сечению, в несколько раз большему 10^{-26} см². Единицей ядерных поперечных сечений является "барн", который равен 10^{-24} см². Радиусы атомов намного

больше (около 10^{-8} см), и соответствующие сечения превышают 10^{-16} см².

Особый интерес для нас представляют полное эффективное сечение и эффективное сечение упругого рассеяния. Если мы хотим знать среднюю длину пробега нейтронов в веществе без взаимодействия l , мы можем использовать измеренное полное эффективное сечение и количество ядер в единице объема вещества N для расчета $l = 1/N \cdot \Sigma$. В этом случае число нейтронов в пучке будет уменьшаться с расстоянием d в соответствии с:

$$N(d) = n(0) \exp(-d/l) \quad (17)$$

где $n(0)$ - исходное число нейтронов. Значения d и l могут измеряться в сантиметрах или в граммах на см².

Так, например, в веществе с плотностью 10 г/см³ средняя длина пробега в 1 сантиметр может рассматриваться как средняя длина пробега в 10 г/см². Такие единицы удобно использовать при расчете защиты.

Нейтроны особенно полезны для обнаружения расщепляющихся материалов, поскольку они их пробег сравнительно велик. В таблицах Б.2а и Б.2б приведены средние длины свободных пробегов для нейтронов различных энергий в различных материалах, как в сантиметрах, так и в г/см².

В этих таблицах показаны длины пробега для различных взаимодействий - упругого рассеяния, поглощения, деления и т.д. Если нейтрон претерпевает упругое или неупругое рассеяние, то после взаимодействия останется другой нейтрон, проходящий через вещество в другом направлении и при меньшей энергии. По этой причине средние длины свободного пробега для поглощения в основном намного больше тех, которые приведены в таблицах.

Разнообразие способов взаимодействия нейтронов и сложная зависимость вероятности взаимодействия от энергии нейтронов практически не позволяют провести аналитический расчет выхода нейтронов из модельных ядерных боеприпасов. Для оценки числа нейтронов, выходящих из ядерных боеприпасов, мы использовали программу TART.¹⁰

4.2. Взаимодействие фотонов.

Фотон может передать всю свою энергию электрону, освобождая его из связанного состояния в атоме. Этот процесс фотоэлектрического поглощения определяет характер взаимодействия фотонов с малой энергией (менее 1 МэВ). Вероятность фотоэле-

ктрического поглощения максимальна, когда энергия связи электронов сравнима с энергией фотона, и, поскольку в тяжелых атомах с большим зарядом Z электроны связаны сильнее, вероятность поглощения фотонов высоких энергий на тяжелых атомах выше.

Если при выбивании электрона энергия фотона передается ему не полностью, то это взаимодействие соответствует так называемому комптоновскому рассеянию, после которого фотон движется в новом направлении с меньшей энергией. Для рассеяния на свободном электроне (или когда энергией связи электрона можно пренебречь) энергия рассеянного фотона равна (E_0 - начальная энергия фотона, m - масса электрона, θ - скорость света и θ - угол рассеяния):

$$E = \frac{E_0}{1 + (E_0/mc^2)(1 - \cos\theta)} \quad (18)$$

Комптоновское рассеяние является основным процессом взаимодействия фотонов с энергией около 1 МэВ в легких элементах.

При энергиях более 1 МэВ становится возможным процесс рождения электрон-позитронных пар, который становится основным процессом взаимодействия фотонов при энергиях в 100-МэВ и более. В этом процессе фотон исчезает, превращаясь в электрон и его античастицу (позитрон).

При энергиях менее 1,02 МэВ фотону нехватит энергии для образования пары (масса покоя каждой частицы равна 0,51 МэВ). Вероятность рождения пар значительно возрастает в сильном электрическом поле тяжелых ядер. При высоких энергиях взаимодействие фотонов сопровождается развитием электромагнитных каскадов, поскольку электроны и позитроны высоких энергий при взаимодействии с веществом могут рождать фотоны высоких энергий, которые, в свою очередь, способны образовывать новые электрон-позитронные пары.

Сумма сечений всех процессов называется полным сечением. В табл. Б.3 приведены соответствующие полным сечениям длины пробега фотонов в различных веществах.

Использование детекторов гамма-лучей с высоким энергетическим разрешением наиболее эффективно при регистрации фотонов с определенной энергией, по сравнению с фотонами с непрерывным спектром. По этой причине приведенные в табл. Б.3 длины пробега могут быть использованы для оценки выхода фотонов из моделей ядерных боеприпасов, поскольку только фотоны, не испытавшие взаимодействий, способны достичь детектора без изменения своей энергии.

Таблица 2
Средняя длина пробега нейтронов в различных элементах и изотопах

A (в г/см ²)						
	Энергия нейтронов (эВ)					
	10 ⁻¹	10	10 ¹	10 ³	10 ⁶	10 ⁷
Водород	0.042	0.042	0.042	0.083	0.42	2.4
Гелий	8.9	8.9	8.9	8.3	1.0	4.2
Литий	0.022	0.20	1.7	6.7	8.3	5.6
Бериллий	2.5	2.5	2.5	2.8	4.5	10.
Бор-10	0.0056	0.067	0.83	3.3	7.9	14.
Бор-11	3.7	3.7	3.7	4.2	8.3	15.
Углерод	4.7	4.7	4.8	4.8	7.7	17.
Азот	1.9	2.1	2.6	4.7	12.	15.
Кислород	6.7	6.7	6.7	6.7	3.8	16.
Алюминий	28.	30.	30.	11.	15.	22.
Железо	7.8	9.3	12.	23.	31.	40.
Медь	13.	15.	14.	21.	29.	42.
Вольфрам	31.	61.	22.	26.	44.	61.
Свинец	31.	31.	31.	31.	72.	58.
Уран-235	0.78	9.8	13.	36.	56.	65.
Уран-238	40.	26.	16.	26.	44.	57.
Плутоний-239	0.44	1.3	13.	27.	57.	57.

B (в сантиметрах)							
	Расход, г/см ³	Энергия нейтронов (эВ)					
		10 ⁻¹	10	10 ³	10 ⁵	10 ⁶	10 ⁷
Водород *	0.071	0.59	0.59	0.59	1.2	5.9	34.
Гелий *	0.125	71.	71.	71.	66.	8.0	34.
Литий	0.534	0.42	0.38	3.2	13.	16.	11.
Бериллий	1.85	1.4	1.4	1.4	1.6	2.4	5.6
Бор-10	2.17	0.0024	0.028	0.35	1.4	3.4	5.9
Бор-11	2.38	1.6	1.6	1.6	1.8	3.6	6.5
Углерод	2.27	2.1	2.1	2.1	2.1	3.4	7.4
Азот *	0.81	2.4	2.6	3.2	5.8	15.	18.
Кислород *	1.14	5.9	5.9	5.9	5.9	3.3	14.
Алюминий	2.7	10.	11.	11.	4.2	5.6	8.3
Железо	7.9	0.99	1.2	1.5	3.0	3.9	5.1
Медь	9.0	1.5	1.7	0.47	2.4	3.2	4.7
Вольфрам	19.3	1.6	3.2	1.1	1.3	2.3	3.2
Свинец	11.4	2.8	2.8	2.8	2.8	6.4	5.0
Уран-235	18.71	0.041	0.52	0.69	1.9	3.0	3.4
Уран-238	18.95	2.1	1.4	0.84	1.4	2.3	3.0
Плутоний-239	19.84	0.023	0.07	0.70	1.4	3.0	3.0

* - в жидкой фазе.

Источник: Hildebrand and Leith, Physical Review 80, 842 (1950).

Таблица 3
Средняя длина свободного пробега гамма-лучей в различных элементах.

	A (в г/см ²)								
	Энергия фотонов (МэВ)								
	0.1	0.2	0.4	0.6	1.0	2.0	4.0	6.0	10.0
Водород	3.4	4.1	5.3	6.3	7.9	11	17	22	31
Бериллий	7.6	9.2	12	14	18	25	38	47	62
Углерод	6.7	8.2	11	12	16	23	33	41	52
Алюминий	6.2	8.3	11	13	16	23	32	38	44
Железо	2.9	7.2	11	13	17	24	30	33	34
Медь	2.3	6.8	12	13	17	24	30	32	33
Вольфрам	0.24	1.4	5.7	9.9	16	23	25	24	22
Свинец	0.19	1.1	4.8	8.8	15	22	24	23	20
Уран	0.94	0.85	3.9	7.4	13	21	23	22	20

	B (в сантиметрах)								
	Энергия фотонов (МэВ)								
	0.1	0.2	0.4	0.6	1.0	2.0	4.0	6.0	10.0
Водород	48	58	74	88	110	160	240	317	440
Бериллий	4.1	5.0	6.4	7.0	9.6	14	20	26	34
Углерод	3.0	3.6	4.7	5.5	7.0	10	15	18	23
Алюминий	2.3	3.1	4.0	4.8	6.0	8.6	12	14	16
Железо	0.37	0.92	1.4	1.7	2.1	3.0	3.9	4.2	4.3
Медь	0.26	0.76	1.2	1.5	1.9	2.7	3.4	3.6	3.7
Вольфрам	0.012	0.073	0.30	0.51	0.81	1.2	1.3	1.2	1.1
Свинец	0.017	0.098	0.42	0.77	1.3	1.9	2.1	2.0	1.8
Уран	0.050	0.046	0.21	0.39	0.71	1.1	1.2	1.2	1.0

Источник: J.N.Hubbell, International Journal of Applied Radiation and Isotopes, 33, 1269 (1982).

Доля гамма-квантов, выходящих из модели ядерного боеприпаса, определяется выражением:

$$f = G \prod_k F_k \quad (19)$$

где G представляет собой фактор самопоглощения (иначе говоря, долю фотонов, вышедших из расщепляющегося материала без

взаимодействия), а F_k - вероятность прохода без взаимодействия через k-ый материал между источником и детектором.

Для источника в виде сферической оболочки с внутренним радиусом r и внешним радиусом R, находящегося внутри сферического поглотителя с внутренним радиусом a и внешним радиусом b величина F будет равна:

$$\frac{3}{R^3 - r^3} \int_r^{R/2} \int_0^{\pi/2} x^2 \sin \theta \exp(\mu[\alpha^2 - x^2 \sin^2 \theta]^{1/2} - \mu[b^2 - x^2 \sin^2 \theta]^{1/2}) d\theta dx \quad (20)$$

где μ - коэффициент линейного ослабления поглотителя, обратный величине длины свободного пробега. В случае тонкого источника ($(R-r) \ll r$) это выражение можно упростить:

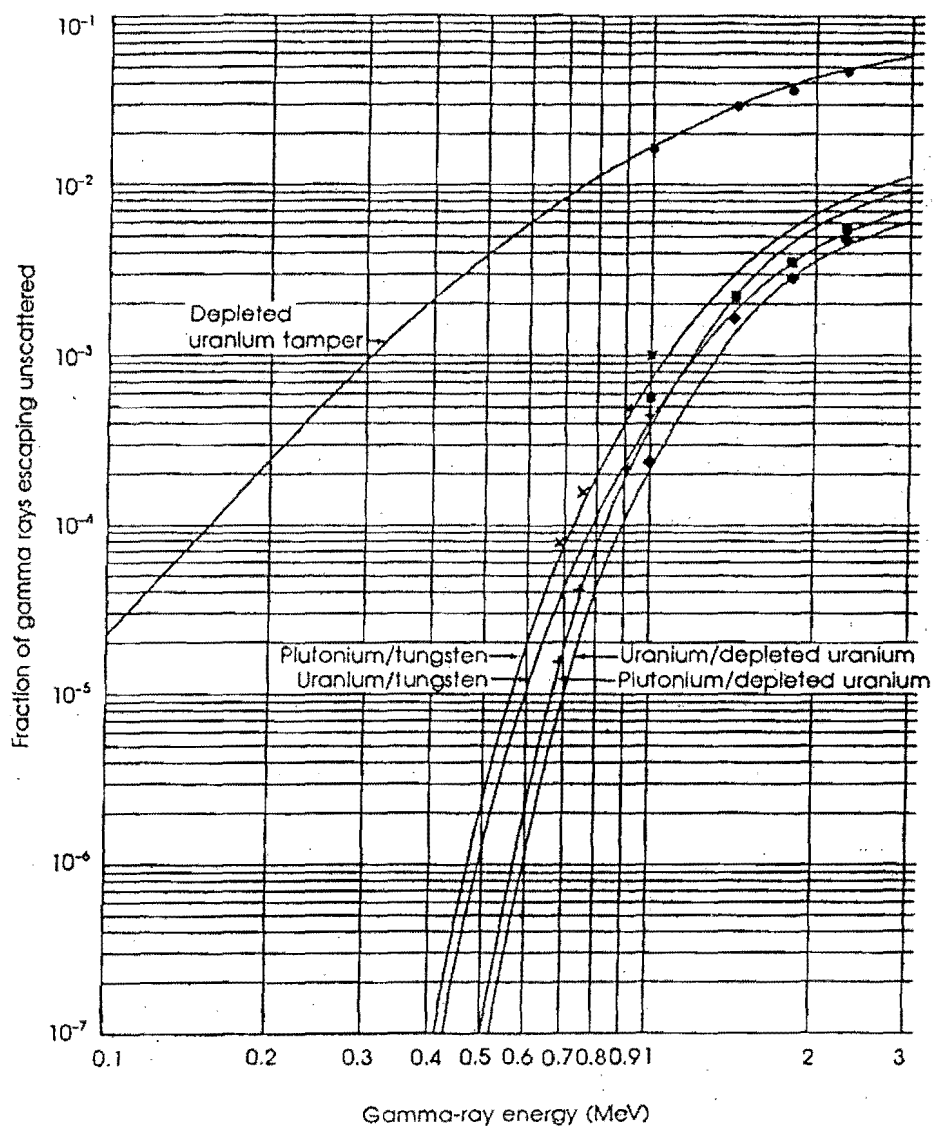


Рисунок 6

Доля гамма-квантов, образующихся в расщепляющихся материалах или обедненном уране, и выходящих из модельных ядерных боеприпасов без рассеяния.

$$\int_0^{\pi/2} \sin\theta \exp(\mu[\alpha^2 - \rho^2 \sin^2\theta]^{1/2} - \mu[b^2 - \rho^2 \sin^2\theta]^{1/2}) d\theta \quad (21)$$

где ρ равно среднему радиусу источника. Если радиус источника много меньше радиуса поглотителя, можно ввести дальнейшее упрощение:

$$F \approx \exp(-\mu[b-\alpha]) \quad (22)$$

Аналогично можно рассчитать фактор самопоглощения G :

$$\frac{3}{2(R^3 - r^3)} \int_r^R \int_0^{\arccos(r/x) + \pi/2} x^2 \sin^2\theta \exp(\mu x \cos\theta - \mu[R^2 - x^2 \sin^2\theta]^{1/2}) d\theta dx + \int_r^R \int_{\arccos(r/x) - \pi/2}^{\pi} x^2 \sin\theta \exp(\mu x \cos\theta - \mu[R^2 - x^2 \sin^2\theta]^{1/2} + 2\mu[r^2 - x^2 \sin^2\theta]^{1/2}) d\theta dx \quad (23)$$

Это уравнение можно упростить:

$$G \approx \frac{1}{\beta\mu\delta r} (1 - \exp[-\beta\mu\delta r]) \quad (24)$$

здесь $r = R - r$ и меняется в пределах от $4/3$ до 4 в зависимости от формы источника (для сплошной сферы $= 4/3$ и для тонкой оболочки $= 4$). Приближенное выражение для G имеет вид:

$$4 - \frac{8}{3} \exp(-0.57\sqrt{r/\delta r}) \quad (25)$$

Уравнения Б-24 и Б-25 справедливы с точностью 10% в широких пределах изменения величин β (больше 0,01) и δ (меньше 1000).

На рис. Б.6 показана доля гамма-лучей, выходящих из "поршня" из обедненного урана и из блоков расщепляющихся материалов модельных ядерных боеприпасов в зависимости от энергии фотонов, рассчитанная в соответствии с уравнениями Б-19, Б-20 и Б-23. Там же приведены результаты расчетов по программе TART при нескольких энергиях. Следует отметить, что согласие между расчетами по методу Монте-Карло (программа TART) и аналитическими оценками является вполне удовлетворительным (расчеты по программе TART приводят к значениям, большим на 10-30 процентов).

ПРИМЕЧАНИЯ И ССЫЛКИ

1. Эта связь была впервые обнаружена Бейтманом в 1910 г.; вывод формулы приведен в Evans, *The Atomic Nucleus*, New York, McGraw-Hill, 1955.
2. Значения, используемые здесь, взяты из таблиц радиоактивных изотопов Edgardo Browne, Richard B. Fairstone, *Table of Radioactive Isotopes*, New York, John Wiley & Sons, 1986, C. Michael Lederer, Virginia Shirley, *Table of Isotopes*, New York, John Wiley & Sons, 1978 и из информационной библиотеки Национального Атомного Информационного Центра Бруклинской национальной лаборатории.
3. Роберт Кипин, *Физика ядерной кинетики*, Reading, Massachusetts, Addison - Wesley, 1965, стр.46.
4. Там же, стр.67.
5. Там же, стр.66.
7. Аппроксимировано авторами по данным рис. 5-1 из книги Кипина. Значения для пяти времен жизни от 1.7 до 1000 секунд были численно проинтегрированы по времени для каждой из 17-ти энергетических групп от 0.11 до 6.5 MeV.
8. Кипин, стр.136.
9. Эти фотоны излучаются соответственно в 5,74%, 5,14% и 5,50% случаях делений урана-235, плутония-239 и урана-238 быстрыми нейтронами. При других условиях может оказаться, что более удобными для регистрации будут другие линии. Например, после прохождения 10 сантиметров уран сравнимую достоверность регистрации будут иметь фотоны с энергией 3,317 МэВ, излучаемые в 0,83% делений урана-235 и 0,34% делений плутония-239.
10. Ernest F. Plechaty and John R. Kimlinger, "TARTNP: A Coupled Neutron-Photon

Monte Carlo Transport Code", UCRL-50400, volume 14, Livermore, CA, LLNL, 4 July 1976.

11. Это утверждение справедливо для детекторов, расположенных на расстояниях

от источника и защиты, больших по сравнению с их размерами. Хотя эти уравнения должны были быть выведены раньше, мы не смогли найти их в стандартных учебниках по радиационной защите.