

Угловые распределения нейтронов за барьером из железа

А. И. КИРЮШИН, Ю. П. СУХАРЕВ

УДК 539.125.52:621.039.58

Методом Монте-Карло рассчитано угловое распределение быстрых и промежуточных нейтронов за экранами из железа от бесконечного плоского источника нейтронов спектра деления. Алгоритм расчета основан на использовании метода условных вероятностей, при котором поглощение и утечка нейтронов из слоя учитывались путем введения статистического веса. Описание алгоритма расчета приведено ранее *.

Представлены результаты расчета угловых распределений для быстрых ($E > 1,0 \text{ Мэв}$) и промежуточных ($0,1 \text{ Мэв} \leq E \leq 1,0 \text{ Мэв}$) нейтронов при толщинах

рассеянными нейтронами. За экранами толщиной свыше 20 см угловое распределение определяется многократно рассеянными нейтронами и аппроксимируется функцией вида $\exp(A \cos \theta)$, где A — угловой параметр; θ — угол вылета нейтрона из экрана.

Зависимость параметра A от толщины экрана и угловой направленности источника представлена в таблице.

Таким образом, угловые распределения потока быстрых и промежуточных нейтронов за плоскими экранами из железа при толщине более 20 см слабо зависят от толщины экрана и угловой направленности источ-

Значения параметра A углового распределения промежуточных и быстрых нейтронов

Толщина экрана, см	Изотропный источник		Косинусоидальный		Мононаправленный	
	промежуточные нейтроны	быстрые нейтроны	промежуточные нейтроны	быстрые нейтроны	промежуточные нейтроны	быстрые нейтроны
10	0,1	—	0,2	—	—	—
20	0,65	1,7	0,6	1,6	0,8	—
30	0,75	1,8	0,7	1,7	0,9	1,75
40	0,8	1,8	0,9	1,8	0,9	1,7

экрана 0,5; 1; 5; 10; 20; 30 и 40 см для изотропного, косинусоидального и мононаправленного источника нейтронов спектра деления.

Анализ результатов показал, что угловое распределение потока нейтронов за экранами малой толщины (менее 5 см) формируется нерассеянными и однократно

и аппроксимируются функцией $\exp(A \cos \theta)$ с величиной параметра A , равной $\sim 1,8$ и $\sim 0,9$ для быстрых и промежуточных нейтронов соответственно.

(№ 666/6391. Поступила в Редакцию 6/V 1971 г. Полный текст 0,55 а. л., 6 рис., 2 табл., 6 библиографических ссылок.)

Измерения потоков тепловых нейтронов в нейтронозахватной терапии

В. Е. ЗАЙЧИК, В. Н. ИВАНОВ, В. М. КАЛАШНИКОВ, Ю. С. РЯБУХИН, В. Ф. СТЕПАНЕНКО

УДК 621.387.426

При проведении нейтронозахватной терапии (НЗТ) определение потоков тепловых нейтронов является одной из основных задач дозиметрии. Детекторы нейтронов должны обеспечивать измерение пространственного распределения потока, прямое определение среднего потока в некотором объеме (опухоль, орган или даже целый организм), а также обладать кумулятивностью показаний и способностью длительно хранить информацию.

В работе даны разработанные авторами детекторы тепловых нейтронов, отвечающие указанной специфике дозиметрических исследований при НЗТ.

Для измерения средней плотности потока тепловых нейтронов в некотором ограниченном объеме ткани внутри организма используется Li^6 -кислородный активационный детектор, принцип работы которого основан на регистрации аннигиляционного излучения F^{18} , образующегося в результате реакций $\text{Li}^6(n, \alpha) \rightarrow$

$\rightarrow \text{O}^{16}(t, n)\text{F}^{18}$. Основой детектора является водный раствор соли Li^6Cl , близкий к ткани по концентрации водорода. При усреднении сечения реакции $\text{O}^{16}(t, n)\text{F}^{18}$ по энергии тритона с использованием формулы Бете для удельной потери энергии заряженных частиц в средах сложного химического состава плотность потока тепловых нейтронов находится из соотношения

$$\Phi = 6,5 \cdot 10^2 \frac{n - n_{\Phi}}{\epsilon k m_{\text{Li}}^1} \text{нейт p/cm}^2 \cdot \text{сек}, \quad (1)$$

где n — зарегистрированное число импульсов за время измерения; n_{Φ} — число фоновых импульсов за то же время измерения; ϵ — эффективность регистрации аннигиляционных квантов; $k = \frac{1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}) \times [1 - e^{-\lambda(t_3 - t_2)}] e^{\lambda(t_2 - t_1)}$ — коэффициент, учитывающий время облучения t_1 , остывания t_2 и измерения t_3 детектора, сек; m_{Li}^1 — масса Li^6 в растворе, г.

В качестве интегрирующего детектора при проведении фракционированных облучений используется Li^6 -детектор, принцип работы которого основан на реги-

* А. И. К и р ю ш и н, Ю. П. С у х а р е в. «Атомная энергия», 26, 455 (1969).

страция нитроцеллюлозной пленкой α -частиц, образующихся по реакции $\text{Li}^6(n, \alpha)t$ в водном растворе Li^6Cl . Для выбранных материалов, конструкции и режимов обработки нитроцеллюлозной пленки (нитроцеллюлозная основа ОН-13, облучение в водном растворе Li^6Cl , 5-минутное травление при $t^0 = 55^\circ$ в 6,25 н. растворе NaOH) плотность потока нейтронов находится из соотношения

$$\Phi = 7,77 \cdot 10^4 \frac{N_{\Pi} - (N_{\text{M}} + N_{\text{Ф}})}{qt} \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}, \quad (2)$$

где N_{Π} — полное число α -следов на 1 см^2 поверхности нитроцеллюлозы, след/см^2 ; N_{M} — число следов от продуктов сопутствующих реакций, след/см^2 ; $N_{\text{Ф}}$ — соб-

ственный фон детектора, след/см^2 ; q — концентрация Li^6 , $г/см^3$; t — время облучения, сек ; Li^6 -н-детектор практически неограниченно долго сохраняет накопленную информацию.

Показания разработанных детекторов сопоставлялись с данными, полученными с помощью медных активационных детекторов, калиброванных по фотопику Na^{22} , а также в известном (по активации золота) диффузном потоке тепловых нейтронов. Получено хорошее совпадение результатов.

(№ 667/6845. Статья поступила в Редакцию 10/IV 1972 г. Полный текст 0,65 а. л., 4 рис., 15 библиографических ссылок.)

Соотношение Cs^{137} — Sr^{90} в океанических и морских водах

А. Г. ТРУСОВ, Л. М. ИВАНОВА, Л. И. ГЕДЕОНОВ

УДК 621.039.85

Среди искусственных радиоизотопов, попадающих в морскую среду, наибольшую биологическую опасность представляют Sr^{90} и Cs^{137} . Чтобы правильно определить пути распространения этих радиоизотопов в водной среде и предсказать их дальнейшее распределение, необходимо знать, в каком состоянии попадают они в морскую воду и в каком состоянии находятся в ней.

Попавшие в воду океана Sr^{90} и Cs^{137} находятся в такой степени разбавления, что трудно найти прямой способ определения их физического состояния и химических форм. Ценную информацию в этом отношении можно получить из данных об отношении концентраций Cs^{137} к Sr^{90} в морской воде.

В работе рассмотрены результаты большого числа, одновременных определений в морской воде Cs^{137} и Sr^{90} выполненных авторами с 1963 г. по одной и той же методике, а также результаты произведенных позднее анализов проб морской воды, отобранных в 20-м рейсе научно-исследовательского судна «М. Ломоносов» и в первом и втором рейсах научно-исследовательского судна «Академик Вернадский» для поверхностных вод, вод с промежуточных горизонтов (на глубине 5—700 м) и с больших глубин (более 700 м).

Каждая частная ошибка σ_{x_i} при радиохимическом определении концентраций Sr^{90} и Cs^{137} в морской воде определяется разбросом результатов, а общая ошибка σ_{y_i} оценивается по закону

$$\sigma_{y_i}^2 = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_2}\right)^2 \sigma_{x_2}^2 + \dots + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_n}\right)^2 \sigma_{x_n}^2,$$

если $y = \varphi(x_1, x_2, \dots, x_n)$.

Выполненный по этому способу расчет показал, что концентрация Sr^{90} и Cs^{137} в морской воде определяется, как правило, с погрешностью $\pm 15\%$, отношение Cs^{137} к Sr^{90} — с погрешностью $\pm 22\%$ и с достоверностью 68%.

В работе рассмотрены некоторые статистические свойства совокупности полученных результатов и выявлены, если не закономерности, то хотя бы тенденции в распределении изучаемого отношения. Была исследована вся совокупность полученных результатов в целом и несколько выборок из нее. Для каждой выборки были

найлены путем расчета диапазон полученных значений, среднее арифметическое с указанием ошибки среднего, среднеквадратичное отклонение разового результата.

Отмечается, что результаты по Черному, Средиземному, Северному и Балтийскому морям не выпадают из общей совокупности. Однако для Балтийского моря и особенно для Финского залива не было получено ни одного значения выше среднего; среднее значение по Балтийскому морю составило $1,2 \pm 0,05$, что существенно отличается от среднего по всей Атлантике в 1969—1970 гг. ($1,9 \pm 0,07$).

Других выделившихся акваторий в Атлантическом океане в пределах точности имеющихся данных пока не выявлено. Нельзя считать существенным и различие между результатами для поверхностных и глубинных вод, а также между результатами наблюдений в 1963—1964 гг. и 1969—1970 гг. Кроме того, не отмечено каких-либо существенных различий между величиной отношения Cs^{137} к Sr^{90} в водах разных регионов Тихого океана и на разных глубинах.

Проведенный анализ показал, что различие в средней величине отношения Cs^{137} к Sr^{90} в Тихом и Атлантическом океанах (1,4 и 1,8 соответственно) имеет место по крайней мере как тенденция, хотя этот вывод нельзя считать однозначным вследствие невысокой точности экспериментов. Главное здесь — отсутствие существенных различий в разных регионах одного и того же океана. Это может быть только при одинаковом поведении радиоактивных изотопов стронция и цезия, попавших в океан.

Предполагается, что попавшие в водную среду радиоизотопы быстро подвергаются изотопному обмену со своими стабильными изотопами и затем разделяют судьбу океанических стронция и цезия, отношение содержания которых в морской воде везде одинаково. На основании этого можно сделать вывод, что в источнике поступления в океан, т. е. в атмосфере, Sr^{90} и Cs^{137} находятся в доступной для растворения водой форме, а та часть, которая растворяется плохо, составляет небольшую долю, но ее нельзя оценить из-за большой погрешности при определениях.

(№ 668/7235. Поступила в Редакцию 4/I 1973 г. Полный текст 1,2 а. л., 5 рис., 7 табл., 13 библиографических ссылок.)