

678

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

INDC(СССР)-54/G



ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

ВЫПУСК 13

(Приложение)

МОСКВА — 1974

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск 13

(Приложение)

Г.М.Обатуров

ДОЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПОГЛОЩЕННЫЕ ДОЗЫ В
ТКАНЕЭКВИВАЛЕНТНЫХ ФАНТОМАХ

(Аналитический обзор исследований на критических сборках)

Москва - 1974

УДК 539.17(048)

В данной работе для большого числа критическихборок дан подробный анализ дозовых характеристик полей излучений в воздухе, тканевых доз в фантомах и параметров облучения человека при самопроизвольной цепной ядерной реакции. Представлены рекомендации и методы определения дозовых характеристик и параметров облучения.

Редакционная коллегия:

В.А.Кузнецов (гл.научный редактор), Л.Н.Усачев (зам.гл.научного редактора), О.Д.Казачковский, С.М.Фейнберг, В.Г.Заграфов, Ю.С.Землятин, В.И.Мостовой, П.Э.Немировский, К.А.Петржак, С.И.Сухоручкин, А.А.Абагян, Е.И.Ляшенко, В.Н.Манохин, И.Г.Морозов, Б.Г.Дубовский, М.Н.Николаев, В.В.Орлов, Д.А.Кардашев (отв. редактор).

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1974 г.

ОБОЗНАЧЕНИЯ И ТЕРМИНОЛОГИЯ

- Φ_n - поток нейтронов, нейтр/см².
- $\Phi_n(E)$ - поток нейтронов на единичный интервал энергии, $\frac{n}{(\text{см}^2 \cdot \text{МэВ})}$.
- Φ_n^a - поток нейтронов в воздухе [*a-air* (воздух)].
- Φ_n^s = поток нейтронов на поверхности фантома.
 [*s* - *surface* (поверхность)].
- Φ_n^{ms} - максимальный поток нейтронов на поверхности фантома
 (*m* - *maximum*).
- Φ_n^{cs} - условный поток нейтронов на поверхности фантома (максимальный поток нейтронов на поверхности фантома на уровне расположения индивидуального дозиметра)
 [*c* - *conventional* (условный)].
- Φ_n^d - поток нейтронов внутри фантома.
 [*d* - *depth* (глубина)].
- Φ_n^{md} - максимальный поток нейтронов внутри фантома.
- $\bar{\Phi}_n^d$ - поток нейтронов, усредненный по части или всему объему фантома;

$$\bar{\Phi}_n^d = \frac{\int \Phi(\vec{r}) dV}{V},$$
 где dV - элементарный объем вокруг точки \vec{r} .
- Φ_{nt} - поток тепловых нейтронов (*t* - *thermal*).
- Φ_{nf} - поток быстрых нейтронов [*f* - *fast* (быстрый)].
- Φ_{ni} - поток промежуточных нейтронов [*i* - *intermediate* (промежуточный)].
- D - поглощенная доза излучений, рад.
- D_{ng} - доза ядер отдачи (поглощенная доза ядер отдачи, образованных при рассеянии нейтронов на ядрах атомов H, O, C и N мягкой ткани) [*r-recoil* (отдача)].

D_{nt} - доза захватных протонов [поглощенная доза протонов, образующихся при реакции $N^{14}(n, p)C^{14}$].
 D_{np} - доза заряженных частиц (суммарная доза ядер отдачи и захватных протонов, т.е. $D_{np} = D_{ne} + D_{nt}$ [\bar{p} -particle (частица)]

D_{nr} - доза захватного гамма-излучения (поглощенная доза гамма-излучения, образующегося при захвате нейтронов ядрами атомов мягкой ткани, в основном, при реакции $H^1(n, \gamma)H^2$).

D_n - поглощенная доза нейтронов (суммарная доза заряженных частиц и захватного гамма-излучения, т.е. $D_n = D_{np} + D_{nr}$).

D_{re} - поглощенная доза внешнего гамма-излучения [*e-external* (внешний)].

D_r - суммарная поглощенная доза гамма-излучения, т.е.

$$D_r = D_{nr} + D_{re}$$

D^s - поверхностная доза излучений (поглощенная доза излучений в поверхностном слое фантома).

D^{ms} - максимальная поверхностная доза излучений.

D^{cs} - условная поверхностная доза излучений (максимальная поглощенная доза излучений в поверхностном слое

фантома на уровне расположения индивидуального дозиметра).
 D^d - глубинная доза излучений (поглощенная доза излучений внутри фантома).

D^{md} - максимальная глубинная доза излучений.

\bar{D}^d - средняя поглощенная доза излучений (поглощенная доза излучений, усредненная по массе отдельного органа, части или всего фантома);

$$\bar{D}^d = \frac{\int D(\vec{r}) \rho dV}{M},$$

где dV - элементарный объем вокруг точки \vec{r} ;

ρ - удельная плотность вещества; M - масса всего рассматриваемого объема.

$D(E)$ - поглощенная доза излучений на единичный интервал энергий,
рад
МэВ.

D^a - экспозиционная доза излучений (поглощенная доза излучений
внутри элементарного объема тканеэквивалентного вещества,
помещенного в данной точке, в поле излучений;
Размеры объема достаточно велики, чтобы внутри него
осуществлялось равновесие вторичных заряженных частиц,
и достаточно малы, чтобы не искажалось поле излучений).

D^a характеризует поле, а D - поглощенную энергию излучений в веществе.

Из приведенных обозначений, например, вытекает, что

$D_{лг}^{ms}$ - максимальная поверхностная доза захватного гамма-излучения,

$D_{лр}^{md}$ - максимальная глубинная доза заряженных частиц и т.д.

Остальные обозначения даны в тексте по ходу изложения.

І. ВВЕДЕНИЕ

Действие излучений на организм человека определяется в первую очередь величиной и распределением поглощенных доз внутри тела, а также качеством излучения.

Для количественной характеристики облучения необходимо выработать определенное минимальное число параметров.

В настоящее время для характеристики облучения чаще всего пользуются единственным параметром – условной поверхностной дозой излучения D^{cs} . В некоторых случаях применяют для этой цели другие параметры – экспозиционную дозу, медианную дозу (дозу в центре фантома), среднюю дозу $[I]$. При хроническом внешнем облучении малыми дозами использование единственного параметра D^{cs} вполне достаточно для характеристики облучения человека по следующим причинам:

1. Обычно хроническое облучение является более или менее изотропным и равномерным, особенно при облучении γ -, n -излучением.

2. Дозы хронического облучения обычно меньше или сравнимы с предельно допустимой дозой, при которой никаких существенных биологических изменений не происходит. Поэтому всякие вариации распределения доз по организму при одной и той же условной поверхностной дозе D^{cs} , меньшей или сравнимой с предельно допустимой, не вызовут существенных биологических изменений в организме, тем более что D^{cs} , как правило, является максимальной в теле и для n -, γ -излучений с реакторным спектром практически равна дозе в коже, гонадах и хрусталиках глаз.

3. D^{cs} может быть непосредственно измерена с помощью индивидуального дозиметра.

Экспозиционная доза D^a менее удобный параметр, т.к. она не может быть измерена индивидуальными дозиметрами.

Медианная или средняя доза не используется в качестве единственного параметра хронического облучения, т.к. может быть в несколько раз ниже максимальной дозы в теле. Однако, если требуется оценить вероятность заболевания лейкемией и сокращение продолжительности жизни, необходимо знать среднюю дозу в костном мозге и во всем теле.

В этом случае, кроме параметра D^{cs} , следует вводить дополнительный параметр - среднюю дозу или коэффициент, связывающий дозу D^{cs} , которую можно измерить, со средней дозой в костном мозге и во всем теле.

Однако это до сих пор практически не делается из-за сложности определения дополнительных параметров, зависящих от конкретных условий облучения.

Поэтому в настоящее время применяется единственный параметр D^{cs} , который может дать правильную оценку облучения гонад, кожи, хрусталиков глаз и верхнюю оценку облучения костного мозга и всего тела.

При аварийном кратковременном облучении большими дозами знание единственного параметра облучения D^{cs} недостаточно по следующим причинам:

1. При больших дозах степень поражения организма будет зависеть от распределения дозы внутри организма при одном и том же значении D^{cs} .

2. Облучение обычно бывает направленным и неравномерным по высоте, поэтому значение D^{cs} может значительно отличаться от поверхностной дозы, измеренной дозиметром, и максимальной поверхностной дозы D^{ms} . Например, при облучении человека, стоящего спиной к источнику излучения и имеющего дозиметр на груди, D^{cs} может быть в несколько раз больше дозы, измеренной дозиметром.

При преимущественном облучении ног D^{ms} значительно больше D^{cs} .

Для характеристики аварийного облучения в силу указанных причин предлагаются следующие параметры: D^{cs} , D^{md} и \bar{D}^d . В случае неравномерного облучения необходимо знать распределение D^s по высоте.

Поскольку в настоящее время неизвестно значение относительной биологической эффективности (ОБЭ) нейтронов при облучении большими дозами (согласно [2] значение ОБЭ нейтронов для костного мозга принять равной 1, для кишечника 2 [2]), все параметры должны даваться отдельно для нейтронов и гамма-излучения и выражаться в радах.

Для нейтронов с реакторным спектром достаточно знать два параметра облучения: условную поверхностную дозу D_{np}^{cs} и среднюю поглощенную дозу заряженных частиц \bar{D}^d , так как максимальная доза заряженных частиц совпадает с условной поверхностной. Для гамма-излучения необходимо знать, кроме вышеуказанных двух параметров, еще третий параметр - максимальную глубинную дозу D_i^d , так как максимальное значение компоненты этой дозы - дозы захватного гамма-излучения,

D_{nr}^d , находится внутри фантома.

Поверхностная доза является параметром, доступным для измерения, а также характеризует облучение кожи и органов, расположенных вблизи кожи (хрусталиков глаз, гонад).

Средняя доза дает возможность оценивать общий биологический эффект, т.к., согласно [3,5,1], вероятность смертельного исхода определяется в первом приближении средней по всему телу, а не поверхностной и тем более не экспозиционной дозой.

В работе [50] также утверждается, что одним из наиболее показательных параметров является средняя доза по всему телу, которая хорошо коррелирует с числом аберраций в клетках крови.

В случае большой неравномерности облучения внутри организма максимальная доза будет, возможно, определять исход лучевого заболевания. Средняя и максимальная дозы не могут быть измерены непосредственно и определяются косвенным путем.

Поглощенную дозу нейтронов целесообразно разделить на два компонента: дозу заряженных частиц D_{nr} и дозу захватного гамма-излучения D_{ng} . Первый компонент определяется потоком и спектром нейтронов в данной точке в фантоме и для реакторных спектров равен керме* нейтронов, если выразить керму и поглощенную дозу заряженных частиц в одинаковых единицах, например в радах.

Второй компонент зависит не только от потока и спектра нейтронов в данной точке, но и от координат точки и размеров фантома (тела). Вместе с дозой внешнего гамма-излучения (D_{ve}) этот компонент непосредственно измеряется индивидуальным гамма-дозиметром, который не различает внешнее гамма-излучение и захватное. Необходимость раздельного измерения дозы заряженных частиц и захватного гамма-излучения диктуется также различием ОБЭ заряженных частиц и гамма-квантов.

Основными экспериментальными данными, по которым оценивают дозу облучения пострадавших при авариях на критсборках, являются показания индивидуального дозиметра (если он был в наличии) и (или) активность натрия в организме (крови).

* Керма нейтронов — энергия заряженных частиц, образованных в элементарном объеме, отнесенная к массе этого объема. При равновесии заряженных частиц, что имеет место для $E \leq 10$ Мэв, керма совпадает с поглощенной дозой.

Оценка доз по активности фосфора в волосах и личных вещах (например, монетах) является вспомогательной. Если пострадавший не имел индивидуального дозиметра в момент аварии, по активности натрия в теле (крови), волос и других личных предметов можно оценить дозу нейтронов. Однако дозу гамма-излучения оценить таким способом невозможно. Последнюю определяют в этом случае из отношения экспозиционных доз гамма-излучения и нейтронов в воздухе в предполагаемом месте расположения пострадавшего [4, 5]. В данной работе проанализированы и обобщены результаты дозиметрических исследований, проведенных автором совместно с другими сотрудниками [6-9], а также исследований зарубежных ученых на различных критических сборках.

Цель работы заключалась в следующем:

I) проанализировать;

а) спектры нейтронов и параметры, характеризующие поле излучений вокруг критическихборок (потоки нейтронов и удельные экспозиционные дозы нейтронов и гамма-излучения), а также влияние рассеянного излучения на эти параметры;

б) спектры нейтронов в фантоме; параметры, характеризующие облучение человека (условные поверхностные, средние и максимальные поглощенные дозы); распределение тканевых доз и активацию натрия в фантоме;

2) установить связь между различными параметрами, их зависимость от типа критической сборки (спектра нейтронов) и расстояния от сборки до точки измерения;

3) сравнить расчетные и экспериментальные значения параметров и распределения тканевых доз;

4) дать рекомендации для разработки методики определения параметров облучения человека.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРОВ И КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК

В таблице I дана характеристика детекторов, применяемых при исследовании полей излучений в воздухе помещений критическихборок и внутри тканеэквивалентных фантомов.

Выбор детекторов определялся их чувствительностью, простотой изготовления, доступностью и степенью усовершенствования и исследования их характеристик.

В таблице 2 представлена характеристика критических сборок, в которых проводились исследования. В столбцах 4-7 указаны типы активационных детекторов, применяемых при исследовании полей излучений на этих сборках.

Типы сборок выбирались таким образом, чтобы спектры нейтронов значительно отличались друг от друга по форме.

Таблица I

Характеристики детекторов, используемых при исследовании полей излучений

I. Активационные детекторы нейтронов

Характеристика	Детектор: 1	2	3	4	5	6
	<i>Jn</i>	<i>Cu</i>	<i>Mn</i>	<i>Na</i>	<i>P</i>	
	$Jn^{114}(n,\gamma)Jn^{115}$	$Cu^{63}(n,\gamma)Cu^{64}$	$Mn^{55}(n,\gamma)Mn^{56}$	$Na^{23}(n,\gamma)Na^{24}$	$P^{31}(n,p)Si^{31}$	
Реакция						
Сечение реакции для тепловых нейтронов, барн [10]	145	4,3	13,4	0,53	-	
Резонансный интеграл, барн [11]	2622	5,1	15,9	0,28	-	
Эффективное сечение реакции для спектра деления, барн [11]	-	-	-	-	-	0,034
Энергия основного резонанса E_r [10], Мэв	1,475эв	0,58кэв	0,337кэв	2,85кэв	-	-
Пороговая энергия E_p , Мэв	-	-	-	-	-	3,1
Период полураспада продукта реакции, $T_{1/2}$ [12]	54мин	12,9часа	2,58часа	15часов	2,62час	2,62час
Энергия излучения продукта реакции, Мэв [12]	β^- { 1,0/51%/ 0,87/28%/ 0,6/21%/ β^+ : 0,657/19%/ γ : { 0,4/25%/ 1,0/54%/ 1,27/75%/ 1,49/21%/ 2,1/25%/ Нет	β^- : 0,57/39%/ β^+ : 0,657/19%/ γ : 0,84/42%/ Нет	2,8/50%/ 1,04/30%/ 0,65/20%/ 2,1/14%/ Нет	1,4/100%/ 1,48/100%/ 1,368/100%/ 2,754/100%/ Нет	-	-
Соединение	Индий элементарный	Медь элементарная	Mn_2O_3	Na_2CO_3	Фосфор элементарный	
Содержание элемента в детекторе	92мг	392мг	120мг	278мг	120мг	

Продолжение табл. I

I	2	3	4	5	6
Размеры детектора	$\varnothing = 10 \text{ мм}$ $h = 100 \text{ мг/см}^2$	$\varnothing = 15 \text{ мм}$ $h = 220 \text{ мг/см}^2$	$\varnothing = 10 \text{ мм}$ $h = 2 \text{ мм}$	$\varnothing = 15 \text{ мм}$ $h = 515 \text{ мг/см}^2$	$\varnothing = 10 \text{ мм}$ $h = 2 \text{ мм}$
Способ изготовления	Из чистого листового металла	Из чистого листового металла	Холодное прессование смеси полиэтиленового порошка (40%) с U_3O_8 (60%) под давлением 150 атм	Холодное прессование смеси Na_2CO_3 с клеем №88 в весовом отношении 7:3 и пос-лующая сушка	Холодное прессование смеси полиэтиленового порошка (40%) с порошком красного фосфора (60%) под давлением 150 атм
Эффективность счета счетной установки типа Б-3 со счетчиком МСТ-17	$3,81 \cdot 10^{-2}$ $\pm 2\%$	$6,8 \cdot 10^{-3}$ $\pm 5\%$	$8,4 \cdot 10^{-2}$ $\pm 3\%$	$4,65 \cdot 10^{-2}$ $\pm 4\%$	$6,1 \cdot 10^{-2}$ $\pm 4\%$
Пределы измерений потока и доз заряженных частиц:					
а) тепловые нейтроны	$> 3 \cdot 10^5 \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2}$	$> 10^8 \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2}$	$> 2 \cdot 10^6 \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2}$	$> 7 \cdot 10^7 \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2}$	-
	$> 8 \cdot 10^{-6} \text{ рад}$	$> 3 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$	$> 2 \cdot 10^{-5} \text{ рад}$	$> 2 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$	-
б) промежуточные нейтроны с энергией $0,5 \text{ эв} < E < 1 \text{ Мэв}$ для спектра $\sim 1/E$	$> 2 \cdot 10^5 \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2}$	$> 10^9 \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2}$	$> 2 \cdot 10^7 \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2}$	$> 2 \cdot 10^9 \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2}$	-
	$> 3 \cdot 10^{-5} \text{ рад}$	$> 1 \cdot 10^{-1} \text{ рад}$	$> 2 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$	$> 3 \cdot 10^{-1} \text{ рад}$	-
в) быстрые нейтроны спектра деления	-	-	-	-	$> 5 \cdot 10^8 \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2}$ $> 1 \text{ рад}$

- ПРИМЕЧАНИЯ: 1. Эффективность счета счетной установки (и.мп/распад) дана для указанных в таблице размеров и состава детекторов и для расстояния от детектора до счетчика 10 мм.
2. Пределы измерений даны для минимальной скорости счета $N_{\text{мин}} = 10 \frac{\text{ИМП}}{\text{МИН}}$ при мгновенном (импульсном) облучении детекторов.
3. Поток надтепловых нейтронов определяется с помощью указанных в таблице детекторов в Cd-фильтре, а поток тепловых нейтронов - по разности активности этих детекторов в Cd-фильтре и без него.
4. В среднеквадратичную ошибку значений эффективности не входит погрешность, с которой дан калиброванный поток нейтронов.

2. Трековые детекторы нейтронов
(изоляторы: стекло или слюда в
контакте со слоем делящегося вещества)

Делящееся вещество	U ²³⁵	U ²³⁵ ост.	U ²³⁸	Mp ²³⁷	
Характеристики	2	3	4	5	
Сечение деления для тепловых нейтронов, бари [10]	582	4,16	-	0,020	
Резонансный интеграл деления [10]	305	2,18	-	-	
Эффективное сечение для нейтронов спектра деления, бари [11]	1,24	0,03045	0,0816	1,34	
Пороговая энергия E _p , Мэв	-	-	1,5	0,45	
Соединение	Азотнокислая		соль		
Толщина слоев делящихся веществ	10 мг/см ²	10 мг/см ²	10 мг/см ²	3,2 мг/см ²	
Способ изготовления слоев делящихся веществ	Намазывание на алюминиевую подложку ацетио-свартовых растворов азотнокислых солей делящихся изотопов с последующим прокатыванием подложки в муфельной печи при t° = 500°				
Чувствительность детекторов к тепловым нейтронам $\xi_{T, \text{треков нейтрон}}$	стекло	$1,32 \cdot 10^{-3} \pm 5\%$	$9,42 \cdot 10^{-5} \pm 5\%$	-	$5 \cdot 10^{-8} \pm 5\%$
	слюда	$3,14 \cdot 10^{-3} \pm 5\%$	$2,24 \cdot 10^{-5} \pm 5\%$	-	$1,05 \cdot 10^{-7} \pm 5\%$
Чувствительность детекторов к нейтронам с энергией E _n > 0,5 эв $\xi_{\text{треков нейтр. бари}}$ [13]	стекло	$3,66 \cdot 10^{-6} \pm 5\%$	$3,20 \cdot 10^{-6} \pm 5\%$	$2,7 \cdot 10^{-6} \pm 5\%$	$3,3 \cdot 10^{-6} \pm 5\%$
	слюда	$7,38 \cdot 10^{-6} \pm 5\%$	$6,62 \cdot 10^{-6} \pm 5\%$	$5,32 \cdot 10^{-6} \pm 5\%$	$5,63 \cdot 10^{-6} \pm 5\%$
Пределы измерений потока и дозы заряженных частиц					
а) тепловые нейтроны	$10^4 + 10^8 \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2}$	$10^6 + 10^{10} \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2}$	-	$2 \cdot 10^8 + 2 \cdot 10^{10} \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2}$	
	$3 \cdot 10^{-7} + 3 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$	$3 \cdot 10^{-5} + 0,3 \text{ рад}$	-	$5 \cdot 10^{-3} + 50 \text{ рад}$	
б) промежуточные нейтроны с энергией 0,5 эв < E _n < 1 Мэв для спектра ~ 1/E	$10^5 + 10^9 \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2}$	$2 \cdot 10^7 + 2 \cdot 10^{11} \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2}$	-	-	
	$10^{-5} + 10^{-1} \text{ рад}$	$3 \cdot 10^{-3} + 30 \text{ рад}$	-	-	

Продолжение табл. I

I	2	3	4	5
н) бистроне нейтроны спектра деления	$2 \cdot 10^6 \pm 2 \cdot 10^{10}$ нейтр см^2	$3 \cdot 10^7 \pm 3 \cdot 10^{11}$ нейтр см^2	$4 \cdot 10^7 \pm 4 \cdot 10^{11}$ нейтр см^2	$2 \cdot 10^6 \pm 2 \cdot 10^{10}$ нейтр см^2
	$5 \cdot 10^{-3} \pm 50$ рад	$8 \cdot 10^{-2} \pm 800$ рад	$0,1 \pm 10^3$ рад	$5 \cdot 10^{-3} \pm 50$ рад

- ПРИМЕЧАНИЯ: 1. Пределы измерений потока и дозы заряженных частиц для нейтронов даны для следующих условий: а) минимальное и максимальное число треков, которое может быть зарегистрировано с удовлетворительной точностью, равно соответственно $20 \pm 2 \cdot 10^5 \frac{\text{треков}}{\text{см}^2}$, б) в качестве изолятора используется слюда.
2. Поток тепловых и промежуточных нейтронов определялся с помощью трековых детекторов в Cd-фильтре и без него.
3. В ошибку значений ξ_T и ξ не входит погрешность, с которой дан калиброванный поток нейтронов.

3. Дозиметры n - , γ - излучений

Дозиметр	1	2	3	4	5
Характеристика	Фотодозиметр: (ИФК-2, 3, ИФКП) [4-17]	Термолюми-несцентный дозиметр типа ИКС [18-19]	Полиэтиленовая конденсаторная камера [20]	Алюминиевая конденсаторная камера [20]	
Регистрируемое излучение	γ	γ	$n + \gamma$	$n + \gamma$	γ
Состав	рентгено-пленка типа РТ-1, помещенная в кассету, несущую компенсирующие фильтры	магний-алюмофосфатное стекло, активированное Mn, помещенное в герметичную оболочку, несущую компенсирующие фильтры	полый полиэтиленовый цилиндр, заполненный этиленом при нормальном давлении	алюминиевый цилиндр, заполненный воздухом при нормальном давлении	
Размеры	ИФК-2, 3: 50x40x10 мм; ИФКП: 65x42x9 мм	размеры стекла: $\phi = 8$ мм, $h = 1$ мм; размеры дозиметра: $\phi = 16$ мм, $h = 5$ мм	$\phi = 14$ мм, длина 60 мм, толщина стенки 2 мм, рабочий объем газа 4,5 см ³	размеры такие же, как и у полиэтиленовой камеры	
Дозовая чувствительность к нейтронам относительно чувствительности к гамма-квантам	низкая	практически отсутствует	1,7	0,21	

Продолжение табл. I

I	2	3	4	5
Энергетический интервал, в котором дозовая чувствительность к гамма-излучению не зависит от энергии в пределах $\pm 20\%$	0,100-3Мэв	0,03-3 Мэв	>1 кэв (для нейтронов)	0,10-3Мэв
Пределы измерения экспозиционной дозы гамма-излучения и нейтронов	0,05-5 рад	0,5-5000 рад	0-0,2 рада (для нейтронов)	0-0,2 рада

ПРИМЕЧАНИЕ. Доза заряженных частиц определяется по разности показаний полиэтиленовой и алюминиевой камер.

Спектр нейтронов и гамма-излучения измерялся сцинтилляционным спектрометром из стильбена [21-23]. Сцинтилляционный спектрометр позволял измерить спектр нейтронов в диапазоне энергий 0,3-8 Мэв с точностью 15-30%. Характеристика стандартного гамма-дозиметра КИД-1 (ионизационной конденсаторной камеры), используемого при измерениях, дана в справочнике [24].

3. ХАРАКТЕРИСТИКА ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЙ В ВОЗДУХЕ ПОМЕЩЕНИЙ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК

Поле излучений в каждой точке пространства характеризуется энергетическим и угловым распределением, значениями потока и экспозиционной дозы. Первые три параметра полностью характеризуют условия облучения.

Экспозиционная доза является производным параметром, т.е. она может быть вычислена, если известен поток и энергетическое распределение излучений. Однако, так как экспериментально легче измерить, например, экспозиционную дозу гамма-излучения, чем энергетическое распределение, экспозиционная доза является удобным параметром для характеристики поля, тем более что она близка по величине к поглощенной дозе в фантоме. Угловое распределение желательно знать, если нужно рассчитать распределение доз внутри фантома. Однако из-за крайней сложности измерения углового распределения, а также потому, что легче непосредственно определить распределение доз внутри фантома, измерения углового распределения обычно не проводятся.

Продолжение табл. 2

1	2	3	4	5	6	7
5	Сборка на промежуточных нейтронах с отражателем из железа.	Активная зона состоит из стержней, заполненных смесью U^{235} и бериллия, и окружена отражателем из железа толщиной от 0,040 до 0,144 м	<i>Mn, Si</i>	-	ИОК-2,3, ПКК, АКК, ИОКНТ, КИД-1	-
6	Сборка на быстрых нейтронах с медным отражателем	Активная зона собрана из стержней, содержащих Pu^{239} , и окружена медным отражателем толщиной 0,090 м	-	СлТД- $U_{ест.}$, СлТД- $U-8$, СлТД- $№-7$, СлТД- $№(B)$	ИОК-2,3, ИКС	-
7	Точечный источник нейтронов деления	Источник нейтронов находился в воздухе на расстоянии 100 м от фантома, в котором исследовалось распределение доз.	-	СТД- $U-5$	ИОК-2,3	Сцинтилляционный спектрометр из стиблена

ПРИМЕЧАНИЯ: 1. Все сборки работали в стационарном режиме при постоянных уровнях мощности.
 2. СТД- $U-5$, СТД- $U-8$, СТД- $№-7$, СлТД- $U_{ест.}$, СлТД- $U-8$, СлТД- $№-7$ - сокращенные обозначения стеклянных (С) или слюдяных (Сл) трековых детекторов нейтронов со слоями соответственно $U-235$, $U-238$, $№-237$, $U_{ест.}$;
 ПКК, АКК - сокращенные обозначения полиэтиленовой и алюминиевой конденсаторных камер соответственно.

А. Спектры нейтронов и γ -излучения

На рис. 1-2 представлены спектры нейтронов в воздухе для различных критическихборок. Как видно из рисунков, спектры значительно отличаются друг от друга и зависят как от типа сборки, так и от расстояния от центра сборки до точки измерения. В таблице 3 представлены значения "жесткости" спектров нейтронов. В качестве критерия жесткости спектров может служить отношение потоков нейтронов при энергиях 4 и 0,2 Мэв.

Таблица 3

"Жесткость" спектров нейтронов

Номер сборки (см. таблицу 2)	Номер точки измерения	Расстояние от центра сборки до точки измерения, м	$\times 10^3$	
			$\frac{\Phi_n^a (E = 4 \text{ Мэв})}{\Phi_n^a (E = 0,2 \text{ Мэв})}$	
2	в отражателе	0,68	5,00	
3	1	0,51	16,7	
	2	3,7	5,55	
4а	1	0,79	50	
7	1	100	7,52	

Как видно из таблицы 3, "жесткость" спектров зависит как от типа сборки, так и от расстояния от центра сборки до точки измерения. Так, для сборки 4а (сборка на быстрых нейтронах с бериллиевым отражателем) "жесткость" спектра на порядок больше, чем для сборки 2 (сборка типа БР-1) и для сборки 3 (водяная сборка с бериллиевым отражателем) на большом расстоянии. "Жесткость" спектра может также характеризовать отношение $\frac{D_n^a}{\Phi_n^a}$, значения которого даны в столбце 1б таблицы 4. Из таблицы 4 видно, что это отношение падает в расстоянии более чем в 2 раза для сборки 6. То же наблюдается и для другихборок. Дляборок на быстрых нейтронах и близких расстояниях отношение $\frac{D_n^a}{\Phi_n^a}$ значительно больше, чем для графитовой сборки и на больших расстояниях для всехборок.

Смягчение спектра нейтронов на значительном удалении от сборки и близкистен помещения обусловлено увеличением относительной доли рассеянных нейтронов (т.е. нейтронов, рассеянных в воздухе и отраженных от стен помещения), спектр которых мягкий и близок к спектру Ферми ($\sim 1/E$).

На рис. 3 даны спектры гамма-излучения в воздухе помещения критическихборок 3 и 4а в энергетическом интервале 0,4 - 1,6 Мэв. Средняя энергия гамма-излучения для обоих спектров равна 0,78 Мэв. Действительную среднюю энергию трудно определить, поскольку спектр не был измерен в области ниже 0,4 и выше 1,6 Мэв.

Таблица 4

Характеристика поля излучений в воздухе помещений критических сборок

Но- мер сбор- ки	Тип сборки	Но- мер точ- ки из- ме- ре- ния	Рас- стоя- ние от цент- ра сбор- ки до точ- ки изме- рения R, м	Потоки нейтронов			Экспозиционная доза нейтронов				Экспозиционная доза гамма-из- лучения						
				Тепловых $\Phi_{\text{т}}^a \times R^2$	Быстрых $\Phi_{\text{б}}^a \times R^2$	Общий поток $\Phi_{\text{о}}^a \times R^2$	Тепловых $D_{\text{т}}^a \times R^2$	Быстрых $D_{\text{б}}^a \times R^2$	Общая доза $D_{\text{о}}^a \times R^2$	$\frac{D_{\text{т}}^a}{\Phi_{\text{т}}}$	$\frac{D_{\text{б}}^a}{\Phi_{\text{б}}}$	$\frac{D_{\text{о}}^a}{\Phi_{\text{о}}}$	$\frac{D_{\text{т}}^a}{\Phi_{\text{т}}}$	$\frac{D_{\text{б}}^a}{\Phi_{\text{б}}}$	$\frac{D_{\text{о}}^a}{\Phi_{\text{о}}}$		
				нейтр. н. $\frac{\text{нейтр. н.}}{\text{см}^2} \times 10^{12}$	%	нейтр. н. $\frac{\text{нейтр. н.}}{\text{см}^2} \times 10^{12}$	%	нейтр. н. $\frac{\text{нейтр. н.}}{\text{см}^2} \times 10^{12}$	рад. н. $\frac{\text{рад. н.}}{\text{см}^2} \times 10^3$	%	рад. н. $\frac{\text{рад. н.}}{\text{см}^2} \times 10^3$	%	рад. н. $\frac{\text{рад. н.}}{\text{см}^2} \times 10^3$	нейтр. $\frac{\text{нейтр. н.}}{\text{см}^2} \times 10^{-10}$	рад. н. $\frac{\text{рад. н.}}{\text{см}^2} \times 10^3$	нейтр. $\frac{\text{нейтр. н.}}{\text{см}^2} \times 10^{-10}$	рад. н. $\frac{\text{рад. н.}}{\text{см}^2} \times 10^3$
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
1	Графитовая сборка	1	1,12	313	98	0,450	0,13	322	8,71	83	1,26	12	10,5	0,32	37,8	1,16	3,6
		2	1,37	468	98	0,450	0,09	477	12,1	83	1,21	8,3	14,7	0,31	51,3	1,08	3,5
		3	2,19	662	99	0,350	0,06	672	17,3	86	1,34	6,7	20,1	0,30	62,0	0,93	3,1
		4	2,74	663	98	0,310	0,10	394	18,0	87	1,75	3,5	20,7	0,30	79,7	1,15	3,9
	Среднее			-	98	0,304 ± 27%	0,095 ± 20%	-	-	85±2%	1,40 ± 13%	8,9 ± 18%	-	0,31 ± 2%	-	1,08 ± 7%	3,5 ± 6%
2	Сборка на быстрых нейтронах типа БР-I	1	1,2	0,172	-	0,092	-	-	0,0045	0,36	0,253	21	1,25	-	0,493	-	0,40
		2	2,1	0,465	-	-	-	-	0,0121	0,68	-	-	1,80	-	1,60	-	0,89
		3	2,3	0,407	-	0,150	-	-	0,0103	1,75	0,137	25	0,610	-	0,750	-	1,2
		4	5,0	1,37	-	-	-	-	0,033	2,8	-	-	1,28	-	2,73	-	2,1
3	Водяная гетерогенная сборка с бе- риллиевым отражателем	1	0,51	0,461	37	0,276	22	1,25	0,012	1,1	0,706	61	1,15	9,20	1,73	14,0	1,5
		2	3,70	2,22	46	0,189	6	4,80	0,056	2,3	0,930	38	2,44	5,05	7,05	14,5	2,9
Среднее			-	-	0,282 ± 6%	-	-	-	-	0,820 ± 14%	-	-	7,1 ± 30%	-	14,2 ± 1,5%	2,2 ± 32%	

Продолжение табл. 4

	I :	2	:	3 :	4 :	5 :	6 :	7 :	8 :	9 :	10 :	11 :	12 :	13 :	14 :	15 :	16 :	17 :	18
4а	Сборка на быстрых нейтронах с бериллиевым отражателем толщиной 0,098 м	I	0,79	0,705	21	0,436	13	3,37	0,0183	0,6	1,29	42	3,08	9,10	1,83	5,4	0,59		
4б	Та же сборка с бериллиевым отражателем толщиной 0,087 м	I	0,55	3,95	67	0,628	11	5,83	0,101	2,25	2,92	62	4,70	8,1	1,82	3,1	0,39		
		2	0,55	3,41	61	0,628	11	5,65	0,090	1,8	2,98	59	5,05	8,9	1,70	3,0	0,34		
		3	1,08	7,00	74	0,718	7	9,40	0,181	3,0	4,67	78	5,98	6,3	2,42	2,6	0,41		
		4	1,45	10,7	71	-	-	15,0	0,280	4,6	-	-	6,11	4,1	3,54	2,4	0,58		
		5	2,40	22,1	78	-	-	28,2	-	-	-	-	-	-	6,50	2,3	0,43		
	Среднее					0,655						3,52	-	-	6,5	-	2,7	0,43	
						± 6%						± 22%	-	-	± 25%	-	± 11%	± 14%	
5	Сборка на промежуточных нейтронах с отражателем из железа	I	1,15	0,081	-	-	-	-	0,00215	2,4	0,0565	61,5	0,090	-	0,109	-	1,2		
6	Сборка на быстрых нейтронах с медным отражателем	I	0,86	16,3	54	2,60	8,6	30,0	0,422	1,4	10,3	34	30,0	9,97	5,05	1,68	0,17		
		2	1,25	32,4	70	3,50	8,0	43,7	0,798	2,4	14,2	43	33,0	7,50	6,15	1,41	0,19		
		3	2,08	70,0	82	3,32	3,9	85,2	1,83	4,9	14,9	40	37,4	4,38	12,2	1,43	0,33		
		4	2,20	71,4	85	2,88	3,4	83,5	1,87	4,9	-	-	38,0	4,53	11,9	1,43	0,32		
		5	2,81	115	95	-	-	121	2,98	6,2	19,3	41	47,5	3,84	16,7	1,3	0,35		
	Среднее					3,05						14,6	-	-	6,04	-	1,47	0,27	
						± 12%						± 17%			± 36%		± 6%	± 26%	
8	Scdva[25] (урановая сборка на быстрых нейтронах из отражателя)	-	-	-	8	-	-	-	-	-	-	-	-	20,3	-	1,65	0,081		

Продолжение табл. 4

I :	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
9	У [25] (раствор H/U=650)	-	-	-	31	-	37	-	-	-	-	-	-	11,8	-	33,0	2,8
10	Vinca [25] (реактор с замедлите- лем из D ₂ O)	-	-	-	53	-	-	-	-	-	-	-	-	1,26	-	2,56 2,25	2,0 1,8
IIa	Сгас [26] (раствор уранилнитри- та) без за- щиты	-	5	0,668	21	0,680	21	3,24	-	-	-	-	3,66	11,3	4,78	14,8	1,3
IIб	Сгас [26] с бетонной защитой толщиной 0,2 м	-	5	0,394	38	0,082	8,0	1,06	-	-	-	-	0,587	5,62	1,15	11,2	2,0
12a	НРРР [1] (реактор на быстрых нейтронах) без защиты	-	3	0,0685	4,4	0,518	33	1,57	-	-	-	-	3,65	23,3	0,528	3,36	0,14
12б	НРРР [1]с защитой из плексигласа толщиной 0,12м	-	3	0,25	48	0,108	21	0,518	-	-	-	-	0,743	14,3	0,588	11,3	0,79
12в	НРРР [1] с защитой из стали толщи- ной 0,13 м	-	3	0,044	6,0	0,125	17	0,730	-	-	-	-	1,33	18,3	0,144	1,97	0,11
13	Castor [44] (раствор	1	0,15	0,0686	5,5	0,292	24	1,24	0,00174	1,08	47	2,29	18,6	2,7	21,8	1,2	
	90 г U ²³⁵ /л, объем 24,5л, высота 35см)	2	0,82	0,114	7,7	0,276	19	1,47	0,00286	1,015	46	2,22	15,2	2,76	18,8	1,25	
		3	3,26	0,406	17	0,283	12	2,39	0,0101	1,05	41	2,48	10,4	3,18	13,3	1,3	
	Среднее						0,265±2%			1,05±2%			14,7±18%	17,9±17%	1,2±3%		

Продолжение табл. 4

I :	2	: 3	: 4	: 5	: 6	: 7	: 8	: 9	: 10	: 11	: 12	: 13	: 14	: 15	: 16	: 17	: 18
I4	<i>Снас</i> [44]	1	0,15	0,00552	7,8	0,0154	22	0,0705	-	-	-	-	-	-	0,200	28,4	-
	(раствор 48г U^{235} /л,	2	0,65	0,0182	4,5	0,082	20,5	0,400	0,00045	0,067	0,304	46	0,667	16,7	-	-	-
	объем 250 л, высота	3	1,0	0,035	7,2	0,106	22	0,486	0,000875	0,11	0,390	47	0,826	17,0	-	-	-
	372,5 см)	4	4,0	0,214	17	0,200	16	1,25	-	-	-	-	-	-	1,76	14,1	-
		5	6,0	0,404	22	0,213	12	1,82	-	-	-	-	-	-	2,14	12,5	-
		6	8,0	0,652	28	0,230	10	2,33	0,0166	0,96	0,830	48	1,73	7,70	2,72	11,7	1,6
		7	10,0	0,990	31	0,255	7,9	3,245	0,0250	1,25	0,940	47	2,00	6,10	3,00	9,25	1,5
	Среднее					0,225 \pm 9%					0,885 \pm 6%			11,9 \pm 42%		11,9 \pm 12%	1,5 \pm 2%
I5	<i>Rachel</i> [46]	1	1	0,0355	1,8	0,0966	5,0	1,92	-	-	-	-	1,41	7,35	0,171	0,89	0,12
	(плутониевая сборка на	2	1,2	0,0434	2,4	0,0980	5,3	1,84	-	-	-	-	1,44	7,82	0,190	1,03	0,13
	быстрых нейт-	3	1,5	0,061	3,5	0,0966	5,6	1,72	-	-	-	-	1,42	8,25	0,225	1,31	0,16
	ронах с ура-	4	2	0,093	5,2	0,0967	5,4	1,80	-	-	-	-	1,36	7,56	0,263	1,57	0,21
	новым отра-	5	2,5	0,140	5,9	0,0985	4,1	2,39	-	-	-	-	1,40	5,85	0,338	1,42	0,24
	жателем)	6	3,0	0,206	6,8	0,0961	3,2	3,03	-	-	-	-	1,52	5,02	0,403	1,33	0,22
		7	3,5	0,302	8,1	0,0977	2,6	3,72	-	-	-	-	1,72	4,63	0,508	1,37	0,30
		8	4,0	0,426	9,7	0,0975	2,2	4,40	-	-	-	-	2,02	4,60	0,598	1,36	0,30
		9	5,0	0,776	13,4	0,0995	1,7	5,80	-	-	-	-	2,50	4,32	0,852	1,47	0,34
Среднее					0,0975 \pm 1%								6,16 \pm 23%		1,31 \pm 11%	0,23 \pm 29%	
I6	<i>SPR</i> [47]	1	0,5	0,0142	-	-	-	-	-	-	-	-	2,41	-	0,366	-	0,13
	(урановая сборка на	2	0,75	0,0337	-	-	-	-	-	-	-	-	2,50	-	0,329	-	0,13
	быстрых	3	1,0	0,0590	-	-	-	-	-	-	-	-	2,56	-	0,370	-	0,145
	нейтронах	4	1,5	0,194	-	-	-	-	-	-	-	-	3,17	-	0,540	-	0,17
	без отража-	5	1,75	0,242	-	-	-	-	-	-	-	-	3,70	-	0,540	-	0,175
	теля)	6	2,0	0,270	-	-	-	-	-	-	-	-	3,22	-	0,660	-	0,20
		7	2,5	0,512	-	-	-	-	-	-	-	-	3,69	-	0,905	-	0,24
		8	3,0	0,56	-	-	-	-	-	-	-	-	4,27	-	1,080	-	0,25
		9	4,0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	5,00	-	1,360	-	0,26
Среднее																	0,18 \pm 24%

Продолжение табл. 4

I :	2	: 3	: 4	: 5	: 6	: 7	: 8	: 9	: 10	: 11	: 12	: 13	: 14	: 15	: 16	: 17	: 18
I7	Сосуд с раствором $Pu(NO_3)_2$ [48] (H/P = 2000, водяной отражатель толщиной 0,099 м)	-	-	-	53	-	-	-	-	-	-	-	-	13,0	-	115	8,85
I8	UF ₄ в парафине [49] (H/U = 8,05)	-	-	-	19	-	42	-	-	-	-	-	-	-	-	15,1	-
I9	<i>Nestor Cave</i> [49] (реактор с замедлителем из графита и воды)	-	-	-	58	-	3,9	-	-	-	-	-	-	-	-	8,84	-
20	Сосуд с раствором $UO_2(NO_3)_2$ [49] (H/U = 50), с полиэтиленовым отражателем толщиной 0,20 м	-	-	-	19	-	34	-	-	-	-	-	-	-	-	35,8	-

- ПРИМЕЧАНИЯ.
1. Значения величин, представленных в таблице, являются средними из значений, полученных с помощью разных детекторов, и отнесены к числу делений 10^{17} , которое близко к максимальному числу делений при аварии. Для сборок I и 6 значения величин отнесены к условному числу делений.
 2. Ошибки значений величин, данных в таблице, не превышают $\pm 20\%$ и являются среднеквадратичными статистическими.

Б. Потоки и экспозиционные дозы нейтронов и гамма-излучения

В таблице 4 даны значения потоков и экспозиционных доз нейтронов и гамма-излучения в воздухе помещений критических сборок. Методика измерения и расчета указанных в таблице величин приведена в работах [1, 6-9, 25, 26, 44, 46-49].

Так как произведение потоков и доз на R^2 для нерассеянного излучения на расстоянии, большем чем размеры критсборки, есть величина постоянная, то для определения вклада рассеянных нейтронов и гамма-излучения, образованного при захвате нейтронов веществом стен помещений, все значения потоков и доз умножены на квадрат расстояния.

На рис. 4-8 даны произведения $\bar{\Phi}_n^a \times R^2$ и $D^a \times R^2$ как функции расстояния R от центра сборки до точки измерения.

Из таблицы 4 и рис. 4-8 можно сделать следующие выводы:

I. С увеличением расстояния от центра сборки увеличивается доля рассеянных нейтронов в общем потоке, который вследствие этого падает медленнее, чем $\sim 1/R^2$.

Например, для сборки 6 поток рассеянных нейтронов на расстоянии ~ 3 м в 3 раза больше, чем поток нерассеянных, если считать, что на расстоянии 1 м весь поток определяется только нерассеянными нейтронами. Как видно из таблицы 4 и рис. 5 и 7, поток быстрых нейтронов изменяется в зависимости от расстояния как $\sim 1/R^2$, в то время как поток тепловых нейтронов почти не меняется для сборок 6, 14 и 15 (см. кривую 6 на рис. 5-7) или меняется (для сборки 4б) примерно по закону $\sim 1/R$ (см. кривую 5 рис. 4).

Рост произведения $\Phi_{nt}^a R^2$ с расстоянием для сборки 14 объясняется тем, что размеры сборки (высота 3,72 м) сравнимы с расстоянием. Резкое падение потока тепловых нейтронов Φ_{nt}^a в начале (см. кривую 6 на рис. 6) для этой сборки обусловлено значительным вкладом тепловых нейтронов в общий поток нейтронов, выходящих из сборки. Различие в закономерностях изменения потоков тепловых и быстрых нейтронов в зависимости от расстояния обусловлено тем, что быстрые нейтроны являются нерассеянными, в то время как тепловые нейтроны в основном определяются рассеянными, поток которых зависит только от размеров и формы помещения и материала стенок.

Увеличение $\phi_n^a R^2$ с расстоянием обусловлено именно рассеянными нейтронами, поток которых практически не меняется в пространстве и состоит в основном из потока тепловых и промежуточных нейтронов. Отсюда следует, что спектр нейтронов с расстоянием смягчается, как это было показано в подразделе 3А. Исключением является графитовая сборка, для которой потоки как быстрых, так и тепловых нейтронов изменяются по одному и тому же закону, при этом отношение потоков практически не зависит от расстояния. Это связано с тем, что спектры рассеянных и нерассеянных нейтронов близки друг к другу для этой сборки.

Отклонение от закона обратных квадратов для потока быстрых нейтронов обусловлено тем, что расстояния от точек измерения до центра сборки сравнимы с размером сборки.

2. Доля тепловых и быстрых нейтронов в общем потоке определяется как типом сборки, так и расстоянием от сборки до точки измерения. Для графитовой сборки поток тепловых нейтронов достигает 98%, а дляборок 4б, 6, 10, 17 и 19 - больше половины от общего потока. Для остальныхборок промежуточные нейтроны дают наибольший вклад. Быстрые нейтроны составляют заметную долю в общем потоке для всехборок, кроме графитовой, а дляборок 3, 9, 10, 11а, 12а, 12б, 13, 14, 18 и 20 (на близком расстоянии) эта доля болсе 20%; для графитовой сборки для быстрых нейтронов менее 1%.

С удалением от центра сборки доля тепловых нейтронов увеличивается, а быстрых нейтронов падает для всехборок, кроме графитовой, для которой вклад тепловых и быстрых нейтронов в общий поток не зависит от расстояния. Этот факт объясняется причинами, указанными в п.1. Так как удельная экспозиционная доза быстрых нейтронов значительно больше, чем удельная доза промежуточных и тем более тепловых нейтронов (см. кривую на рис. 9 [27]), доля быстрых нейтронов в общей дозе составляет от 34 до 78% для всехборок, кромеборок 1 и 2, для которых в среднем она равна 8,9 и 23% соответственно. Для сборки 1 основной вклад в экспозиционную дозу вносят тепловые (85%), а для сборки 2 - промежуточные (75%) нейтроны. Для всехборок, кроме сборки 1, доля тепловых нейтронов не превышает нескольких процентов и ее при оценке экспозиционной дозы можно пренебречь. Однако при вычислении поглощенной дозы в фантоме тепловыми нейтронами пренебречь нельзя, поскольку

они создают примерно такую же дозу захватного гамма-излучения, как промежуточные и быстрые нейтроны.

3. Общий поток нейтронов в любой точке пространства вокруг сборки можно представить в первом приближении как суперпозицию направленного потока нерассеянных нейтронов, изменяющегося в пространстве в зависимости от расстояния по закону $1/R^2$, и изотропного потока рассеянных нейтронов, не зависящего от расстояния и состоящего только из тепловых и промежуточных нейтронов

т.е.

$$\begin{aligned} \Phi_n^a &= \Phi_{n, \text{нерас}}^a + \Phi_{n, \text{рас}}^a \\ &= (\Phi_{n, \text{нерас}}^a \times R^2) \frac{1}{R^2} + \Phi_{n, \text{рас}}^a, \dots \end{aligned} \quad (I)$$

где $\Phi_{n, \text{нерас}}^a \times R^2$ и $\Phi_{n, \text{рас}}^a$ не зависят от R (см. рис. 5-7). Постоянство $\Phi_{n, \text{рас}}^a$ в помещении сборки подтверждается также расчетными и экспериментальными данными работы [52]. В этой работе показано, что поток рассеянных нейтронов $\Phi_{n, \text{рас}}^a$ для источника нейтронов, расположенного в центре помещения, зависит только от размеров и материала стен (потолка и пола) помещения и практически не зависит от расстояния от источника до точки измерения, а спектр рассеянных промежуточных нейтронов соответствует спектру Ферми. Там же дано выражение для $\Phi_{n, \text{рас}}^a$:

$$\Phi_{n, \text{рас}}^a = \frac{2 \Phi_{n, \text{нерас}}^a (R_0) \cdot \alpha_1}{1 - \alpha_\infty}, \dots \quad (2)$$

где R_0 - эффективный радиус помещения;

α_1 - альbedo нейтронов первого отражения;

α_∞ - среднее (по логарифму) значение альbedo для изотропного падения нейтронов.

Для принятых в работе значений $\alpha_1 = 0,6$ и $\alpha_\infty = 0,75$,

$$\Phi_{n, \text{рас}}^a = 5 \Phi_{n, \text{нерас}}^a (R_0) = 0,4 N_0 \cdot R_0^{-2},$$

где N_0 - полный выход нейтронов источника.

Отсюда видно, что поток рассеянных нейтронов может в 5 раз превышать поток нерассеянных нейтронов.

Выражение (I) можно записать отдельно для потоков быстрых, промежуточных и тепловых нейтронов:

$$\bar{\Phi}_{nf}^a = (\Phi_{nf, \text{нерас}}^a \times R^2) \frac{1}{R^2}; \quad (3a)$$

$$\Phi_{ni}^a = \left(\Phi_{ni, нерас}^a \times R^2 \right) \frac{1}{R^2} + \Phi_{ni, рас}^a; \quad (36)$$

$$\Phi_{nt}^a = \left(\Phi_{nt, нерас}^a \times R^2 \right) \frac{1}{R^2} + \Phi_{nt, рас}^a, \quad (3в)$$

где $\Phi_{nt, рас}^a = 0$ в соответствии с экспериментальными данными.

Измеряя значения Φ_{ni}^a и Φ_{nt}^a в двух точках на расстоянии R , большем размеров критсборки, можно определить потоки рассеянных промежуточных и тепловых нейтронов $\Phi_{ni, рас}^a$ и $\Phi_{nt, рас}^a$.

В таблице 5 даны значения потоков рассеянных и нерассеянных нейтронов, вычисленных по формулам (2) и (3). Из таблицы видно, что поток рассеянных промежуточных нейтронов для сборки 6, расположенной в малом помещении с бетонными стенами и полом, уже на расстоянии 1,5 м больше, чем поток нерассеянных, а поток рассеянных тепловых нейтронов даже на малых расстояниях больше потока нерассеянных. Отношение $(\Phi_{nt} / \Phi_{ni})_{рас}$ примерно равно 10.

Таблица 5

Поток рассеянных и нерассеянных нейтронов $\Phi_n^a \cdot 10^{12}$ в помещении критсборок 6 и 15

Номер сборки	$\Phi_{nf, нерас}^a \times R^2$	$\Phi_{nt, нерас}^a \times R^2$	$\Phi_{ni, нерас}^a \times R^2$	$\Phi_{nt, рас}^a$	$\Phi_{ni, рас}^a$	$\left(\frac{\Phi_{nt}^a}{\Phi_{ni}^a} \right)_{рас}$
6	3,40	1,25	4,00	20,2	2,08	9,7
15	0,0968	0	1,43	0,025	0,152	0,16

Для сборки 15, расположенной в большом помещении с металлическими стенами, поток рассеянных промежуточных нейтронов больше потока нерассеянных только на расстоянии более 3 м, причем отношение $(\Phi_{nt}^a / \Phi_{ni}^a)_{рас}$ значительно меньше единицы. Различие значений $(\Phi_{nt} / \Phi_{ni})_{рас}$ для двухборок объясняется тем, что стены их помещений сделаны из разных материалов.

Из вышесказанного следует, что расчет распределения доз внутри фантома, расположенного в определенном месте в помещении критсборки, можно производить, исходя из предположения, что на тело падает направленный поток нерассеянных нейтронов, спектр которых соответствует спектру нейтронов, испускаемых сборкой, и в пространстве не изменяется, и изотропный поток рассеянных тепловых и промежуточных нейтронов с энергетическим распределением $\sim 1/E$.

4. Экспозиционная доза гамма-излучения $D_{\gamma}^a \cdot R^2$ увеличивается с расстоянием значительно быстрее, чем экспозиционная доза нейтронов $D_n^a \cdot R^2$. Так, для сборки 46 значение $D_{\gamma}^a \cdot R^2$ увеличивается в 3,5 раза, а $D_n^a \cdot R^2$ только в 1,3 раза (при изменении расстояния от 0,55 до 2,4 м); для сборки 6 – соответственно в 3,2 и 1,6 раза (при изменении расстояния от 0,86 до 2,81 м) (см. табл. 4 и кривые 3 и 4 на рис. 4 и 4 и 5 на рис. 5). Это объясняется тем, что рассеянное излучение состоит в основном из жестких гамма-квантов, образующихся при захвате нейтронов в материале стен помещения, удельная экспозиционная доза которых сравнима с аналогичной дозой для нерассеянного гамма-излучения, в то время как удельная экспозиционная доза для рассеянных нейтронов значительно меньше, чем нерассеянных.

5. Величина удельной экспозиционной дозы нейтронов (D_n^a / Φ_n^a) очень сильно зависит от типа сборки и в меньшей степени от расстояния от центра сборки до точки измерения и определяется жесткостью спектра нейтронов.

Для графитовой сборки значение D_n^a / Φ_n^a составляет всего $0,31 \cdot 10^{-10} \frac{\text{рад} \cdot \text{см}^2}{\text{нейтр}}$, т.к. очень большой процент от общего потока составляют тепловые нейтроны, для которых удельная доза мала.

Для сборок на быстрых нейтронах (НРРР и *Godiva*) без защиты и отражателя, наоборот, значения D_n^a / Φ_n^a более $20 \cdot 10^{-10} \frac{\text{рад} \cdot \text{см}^2}{\text{нейтр}}$, поскольку основную долю от общего потока составляют нейтроны, близкие по энергии к нейтронам спектра деления, для которых удельная доза равна $27,6 \cdot 10^{-10} \frac{\text{рад} \cdot \text{см}^2}{\text{нейтр}}$. Остальные сборки занимают промежуточное положение. Невозможно дать какое-то одно значение D_n^a / Φ_n^a для всех сборок, как это видно из таблицы 4. Однако для определенных групп сборок эти значения близки друг к другу. В таблице 6 даны средние значения D_n^a / Φ_n^a для различных групп, расположенных в порядке уменьшения этих значений. Этими значениями можно пользоваться практически, если нет экспериментальных данных и данную сборку нельзя отнести ни к одной из указанных в таблице 4 сборок.

6. Удельная экспозиционная доза гамма-излучения $D_{\gamma}^a / \Phi_{\gamma}^a$ также значительно зависит от типа сборки и почти не зависит от расстояния. Это значение особенно велико для сборок с раствором уранилнитрата и вообще для сборок, содержащих воду или имеющих защиту, содержащую водород. Наименьшие значения $D_{\gamma}^a / \Phi_{\gamma}^a$ имеют место для быстрых сборок без водородсодержащей защиты.

Таблица 6

Средние значения $\frac{D_n^a}{\Phi_k^a}$ для различных групп сборок,
 $\frac{\text{рад. см}^2}{\text{нейтр}} \cdot 10^{-10}$

Номер группы сборок	Характеристика	Номер сборки	Среднее значение	Среднеарифметическое отклонение от среднего, %	Максимальное отклонение от среднего, %
I	Сборки на быстрых нейтронах без отражателя или с отражателем из железа	8, I2a, I2в	21	± 10	+ 10 - 13
2	Сосуды с водным раствором солей урана или плутония; сборки на быстрых нейтронах с водородосодержащей защитой (плекс и др.)	9, IIa, I2б, I3, I4, I7	I3	± 10	± 13
				10	± 30
3	Сборки на быстрых нейтронах с отражателем из Be, C и Si; водные гетерогенные сборки с бериллиевым отражателем; сосуды с водным раствором солей урана или плутония с бетонной защитой	3, 4a, 4б, 6, IIб, I5	7,0	± 13	+ 30 - 20
4	Реактор с замедлителем из D_2O	I0	I,3	-	-
5	Графитовая сборка	I	0,30	-	-

Это обусловлено тем, что водородсодержащие вещества хорошо замедляют и поглощают нейтроны с испусканием захватного гамма-излучения и плохо поглощают гамма-кванты, поэтому отношение потоков гамма-квантов и нейтронов велико. Дляборок, содержащих тяжелые материалы, удельная доза гамма-излучения мала из-за сильного поглощения гамма-квантов и слабого поглощения нейтронов. Независимость удельной дозы от расстояния связана с тем, что энергия и число гамма-квантов рассеянных и нерассеянных не одиночный поток нейтронов, мало зависит от расстояния.

Так же, как для удельной экспозиционной дозы нейтронов, в таблице 7 даны средние значения удельной экспозиционной дозы гамма-излучения для различных групп.

Как видно из таблицы 7, отклонения от среднего вполне удовлетворительны для 2-й и 3-й группборок и слишком велики для 1-й группы, что может привести к значительным ошибкам при использовании среднего значения D_x^a / Φ_n^a дляборок этой группы.

Значения D_x^a / Φ_n^a , полученные при исследованиях на критических сборках, будут отличаться от аналогичных значений при аварии из-за накопления гамма-активных продуктов деления в первом случае. Согласно (4), вклад запаздывающего гамма-излучения продуктов деления может достигать 15%, если пренебречь рассеянным излучением в помещении. Однако при больших расстояниях и больших относительных потоках нейтронов, когда доля рассеянного гамма-излучения в общей дозе велика, запаздывающим гамма-излучением можно пренебречь. Во всяком случае, если пользоваться средними значениями D_x^a / Φ_n^a , данными в таблице 7, дополнительная ошибка в оценке дозы гамма-излучения при аварии будет обусловлена запаздывающим гамма-излучением.

7. Так как экспозиционная доза D_n^a в значительной степени определяется быстрыми нейтронами, интересно проследить, как изменяется отношение D_n^a к потоку быстрых нейтронов Φ_{nf}^a от сборки к сборке.

В таблице 8 дано это отношение для разныхборок и расстояний от сборки до точки измерения. В этой же таблице для сравнения дано отношение D_x^a / Φ_n^a . Из таблицы 8 видно, что величина D_n^a / Φ_{nf}^a слабо зависит от типа сборки и расстояния от сборки до точки измерения. Среднее арифметическое значение

Таблица 7

Среднее значение $\frac{D_x^a}{\Phi_n^a}$ для различных группборок,
 $\frac{\text{рад} \cdot \text{см}^2}{\text{нейтр}} \cdot 10^{-10}$

Номер группыборок:	Х а р а к т е р и с т и к а	Номер сборки	Среднее значение $\frac{D_x^a}{\Phi_n^a}$	Среднеарифметическое отклонение от среднего, %	Максимальное отклонение от среднего, %
1	Сборки на быстрых нейтронах без отражателя и с отражателем или защитой, не содержащими водород (Be , Si , U , Fe); реактор с замедлителем из D_2O ; графитовая сборка	1, 4а, 4б, 6, 8, 10, 12а, 12в, 15	240	± 40	+ 125 - 55 (в 2,2 раза)
2	Сборки с замедлителем, содержащим водород (H_2O , парафин и др.); сосуды с водными растворами солей урана или плутония с $\text{K/U} < 25$; сборка с защитой, содержащей водород (H_2O , бетон, плекс)	3, 11а, 11б, 12б, 13, 14, 18, 19	13,0	± 18	+ 37 - 14
3	Сосуды с водными растворами солей урана или плутония с $\text{K/U} \geq 50$	9, 20	34,0	± 4	-
4	Сосуд с раствором $\text{Pu}(\text{NO}_3)_2$ с $\text{K/U} = 2000$ и водяным отражателем толщиной 0,099м	17	115	—	—

Таблица 3

Значения D_n^a / Φ_{nt}^a и D_z^a / Φ_{nt}^a для разных сборок, $\frac{\text{рад. см}^2}{\text{нейтр}}$ 10^{-10}

Номер сборки и характеристика	I		2			3			4а			4б			6			IIа			
	$R, \text{м}$	$\frac{D_n^a}{\Phi_{nt}^a}$	$\frac{D_z^a}{\Phi_{nt}^a}$																		
1	1,12	232	840	1,2	136	53,6	0,51	41,6	62,7	0,79	70,5	42,0	0,55	75,0	28,0	0,86	116	19,4	5	53,8	70,5
2	1,37	326	1140	-	-	-	3,70	84,3	244	-	-	-	0,55	60,2	27,0	1,25	94,2	17,5	-	-	-
3	2,19	558	1730	2,3	122	150	-	-	-	-	-	-	1,08	83,2	34,7	2,08	110	37,8	-	-	-
4	2,74	256	984	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	2,20	132	41,3	-	-	-
Среднее	-	343	1160	-	129	102	-	63	150	-	70,5	42,0	-	73,0	30,0	-	113	29,0	-	53,8	70,5
		$\pm 31\%$	$\pm 23\%$		$\pm 5\%$	$\pm 47\%$		$\pm 34\%$	$\pm 63\%$					$\pm 11\%$	$\pm 11\%$		$\pm 10\%$	$\pm 36\%$			
Номер сборки и характеристика	IIб		I2а			I2б			I2в			I3			I4			I5			
	$R, \text{м}$	$\frac{D_n^a}{\Phi_{nt}^a}$	$\frac{D_z^a}{\Phi_{nt}^a}$																		
1	5	71,5	140	3	70,5	10,2	3	69,0	54,5	3	106	11,5	0,15	78,5	92,0	0,15	-	130	1,0	146	17,7
2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0,82	80,5	100	0,65	81,5	-	1,2	147	19,4
3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	3,26	86,6	111	1,0	78,0	-	1,5	147	22,3
4	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	4,0	-	88,0	2,0	141	28,3	
5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	6,0	-	107	2,5	142	34,3	
6	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	8,0	75,0	118	3,0	158	42,0	
7	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	10,0	79,0	118	3,5	176	52,0	
8	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	4,0	207	61,4	
9	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	5,0	251	85,6	
Среднее	-	71,5	140	-	70,5	10,2	-	69,0	54,5	-	106	11,5	-	82,0	101	-	78,4	112	-	168	-
														$\pm 4\%$	$\pm 7\%$		$\pm 25\%$	$\pm 11\%$		$\pm 17\%$	

D_n^a / ϕ_{nf}^a для всех сборок, кроме графитовой, равно $(88 \pm 28\%) 10^{-10} \frac{\text{рад} \cdot \text{см}^2}{\text{нейтр}}$.

Отсюда следует, что, зная поток быстрых нейтронов в данной точке измерения, можно оценить экспозиционную дозу нейтронов в этой точке с удовлетворительной точностью. Так как поток быстрых нейтронов $\phi_{nf}^a \times R^2$ примерно постоянный в помещении, его можно определить в данной точке по результатам измерений в другой точке.

Значения D_γ^a / ϕ_{nf}^a значительно отличаются друг от друга для разныхборок и для некоторыхборок зависят от расстояния. Поэтому оценка D_γ^a по измеренному потоку ϕ_{nf}^a может привести к большой ошибке.

8. Отношение D_γ^a / D_n^a изменяется в зависимости от типа сборки более чем в 100 раз, а в зависимости от расстояния для некоторыхборок в 2-5 раз по причинам, уже сказанным выше. Поэтому невозможно сгруппировать сборки по величине D_γ^a / D_n^a и ее надо находить экспериментально в каждом конкретном случае. Даже если отношение D_γ^a / D_n^a определено для данного типа сборки, действительная величина D_γ^a / D_n^a в месте расположения человека, попавшего в аварию, может значительно отличаться от среднего значения для данной сборки.

9. Из выводов 5-8 следует, что наиболее точно можно определить величину D_γ^a , зная отношение D_γ^a / ϕ_n^a и значение ϕ_n^a , т.к. удельная доза γ -излучения мало зависит от расстояния и типа сборки в пределах группы, представленных в таблице 6. С наименьшей точностью значение D_γ^a может быть определено из отношения D_γ^a / D_n^a .

10. Значения экспозиционных доз при числе деления 10^{17} /импульс для разныхборок колеблется от 600 до 6000 рад по нейтронам и от 500 до 6500 рад по γ -излучению на расстоянии 1 м от центра сборки, что выше смертельных доз.

4. ПОТОК НЕЙТРОНОВ И ПОГЛОЩЕННЫЕ ДОЗЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ФАНТОМА ДЛЯ РАЗНЫХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК

При падении нейтронов на фантом (тело человека) происходит возмущение потока. Вследствие обратного отражения нейтронов поток и доза заряженных частиц на поверхности фантома заметно превышает поток и экспозиционную дозу в том же месте в отсутствие фантома. Доза γ -излучения также возрастает в

основном за счет γ -излучения, образующегося при захвате нейтронов в фантоме, и, в меньшей степени, благодаря обратному отражению падающего γ -излучения.

В таблице 9 представлены значения потока и доз заряженных частиц и γ -излучения на поверхности фантома для различных сборок и расстояний от центра сборки до фантома.

Из таблицы 9 можно сделать следующие выводы:

1. Для всех сборок поток тепловых нейтронов составляет значительно больший процент на поверхности фантома (от 38 до 85%), чем в воздухе (от 21 до 54%). Это объясняется тем, что поток отраженных от фантома нейтронов в основном состоит из тепловых нейтронов. Однако доля тепловых нейтронов в общей дозе заряженных частиц даже на поверхности фантома не превышает 8%; это объясняется тем, что удельная доза захватных протонов реакции $N^{14}(n,p)C^{14}$ на два порядка меньше, чем удельная доза заряженных частиц, образованных быстрыми нейтронами.

2. Доля быстрых нейтронов в общем потоке, как правило, несколько меньше на поверхности фантома, чем в воздухе, однако абсолютное значение потока быстрых нейтронов, наоборот, больше. Последнее обусловлено тем, что быстрые нейтроны также отражаются от фантома, хотя и в меньшей степени, чем тепловые и промежуточные. Доза заряженных частиц для сборок 3 и 5 определяется быстрыми нейтронами, для сборок 2 и 6 - промежуточными и для сборки 4а - примерно одинаково промежуточными и быстрыми нейтронами.

3. Условная доза заряженных частиц на поверхности фантома, отнесенная к общему потоку нейтронов, падающих на фантом, D_{np}^{cs}/Φ_n^a выше, чем удельная экспозиционная доза нейтронов в воздухе в отсутствие фантома D_n^a/Φ_n^a , на 4-57% в зависимости от типа сборки. Этот эффект обусловлен заметным вкладом отраженных от фантома нейтронов в общую дозу заряженных частиц.

4. Удельная поглощенная доза γ -излучения на поверхности фантома D_γ^{cs}/Φ_n^a в 1,3-3,0 раза больше, чем удельная экспозиционная доза γ -излучения в воздухе в отсутствие фантома D_γ^a/Φ_n^a . Особенно велико различие величин D_γ^{cs}/Φ_n^a и D_γ^a/Φ_n^a для сборок, где отношение экспозиционных доз γ -излучения и нейтронов D_γ^a/D_n^a мало. Этот эффект связан с образованием захватного γ -излучения в фантоме, которое значительно увеличивает поверхностную дозу γ -излучения.

Таблица 9

Поток нейтронов и поглощенные дозы заряженных частиц и γ -излучения
на поверхности фантома для разных критическихборок

Номер сборки	Тип сборки	Номер точки изме- рения	Расстояние от центра сборки до поверхности фантома. R, м	Потоки нейтронов						Доза заряженных частиц, образованная нейтронами						Поглощенная доза γ -излучения	
				Тепловых $\Phi_{те}^{cs} \times R^2$		Быстрых $\Phi_{bf}^{cs} \times R^2$		Общий поток $\Phi_{\Sigma}^{cs} \times R^2$	Тепловыми $D_{те}^{cs} \times R^2$		Быстрыми $D_{bf}^{cs} \times R^2$		Общая доза $D_{\Sigma}^{cs} \times R^2$	$D_{пр}/\Phi_{те}^{cs}$	$D_{\gamma} \times R^2$	$D_{\gamma}/\Phi_{те}^{cs}$	$\frac{D_{\gamma}}{D_{пр}}$
				нейтр. м ² x 10 ¹²	%	нейтр. м ² x 10 ¹²	%		нейтр. м ² x 10 ¹²	рад. м ² x 10 ³	%	рад. м ² x 10 ³					
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
2	Сборка на быстрых нейтронах типа БР-I	1	1,2	0,786	-	0,065	-	-	0,0207	2,6	0,181	23	0,788	-	0,685	-	0,87
		2	2,1	0,675	-	-	-	-	0,0176	1,5	-	-	1,16	-	1,52	-	1,35
		3	2,3	0,742	-	0,032	-	-	0,0195	4,8	0,0004	22	0,406	-	0,774	-	1,91
		4	5,0	2,88	-	-	-	-	0,0750	7,8	-	-	0,968	-	3,05	-	2,17
3	Воляная сборка с бериллиевым отражателем	1	0,51	0,755	43	0,330	19	1,74	0,0197	1,5	1,09	84	1,30	10,4	4,04	32,3	2,1
		2	3,70	3,39	51	0,685	10	6,61	0,0887	3,2	2,21	79	2,79	5,8	9,37	19,5	3,35
	Среднее			-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	8,1±28%	-	26±25%	3,0±4%
4а	Сборка на быстрых нейтронах с бериллиевым отражателем толщиной 0,098 м	1	0,79	2,18	38	0,507	8,8	5,77	0,0568	1,65	1,56	46	3,42	10,1	3,63	10,8	1,06
5	Сборка на промежуточных нейтронах с отражателем из железа	1	1,15	0,131	-	-	-	-	0,00342	3,5	0,0585	63	0,0930	-	0,183	-	2,0
6	Сборка на быстрых нейтронах с медным отражателем	1	0,86	103	85	2,79	2,0	122	2,70	6	11,4	24	46,8	15,7	9,60	3,20	0,21
7	Точечный источник нейтронов деления	-	100	0,59	-	-	-	-	0,0129	2,6	-	-	0,490	-	0,590	-	1,2
8	Godiva	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	27,4	-	3,40	0,12
9	Y12	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	15,3	-	34,3	2,2

Продолжение таблицы 9

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
I0	<i>Vinca</i>	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1,58	-	3,50 3,18	2,2 2,0
IIa	<i>Стас</i> без защиты	-	5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	4,50	13,9	6,08	18,8	1,5
IIб	<i>Стас</i> с бетонной защитой	-	5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0,750	7,07	1,59	15,0	2,1
I2a	<i>HPRR</i> без защиты	-	3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	3,80	24,2	1,05	6,68	0,28
I2б	<i>HPRR</i> с защитой из плексигласа	-	3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	0,786	15,2	0,890	17,2	1,1
I2в	<i>HPRR</i> с защитой из стали	-	3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1,46	20,0	0,427	5,85	0,20
I7	Сосуд с раст- вором <i>Pu(NO₃)₂</i> [48] (H/Pu-2000, водяной отра- жатель толщи- ной 0,099 см)	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	16,4	-	117	7,15

Примечания. 1. Значения величин, представленных в таблице, являются средними из значений, полученных с помощью разных детекторов и отнесены к числу делений 10^{17} , которое близко к максимальному числу делений при аварии. Для сборок 6 и 7 значения величин приведены к условному числу делений.

2. Ошибки значений, данных в таблице, не превышают 20%, являются среднеквадратичными статистическими и не включают ошибки, связанные с калибровкой детекторов и с другими факторами.

5. Так же, как и для величины D_n^a / Φ_n^a , невозможно дать единственное среднее значение D_{np}^{cs} для всех сборок, как это видно из таблицы 9. Однако эти значения можно разделить на три группы, внутри которых величина меняется незначительно. В табл. 10 даны средние значения для каждой группы.

Таблица 10

Средние значения D_{np}^{cs} / Φ_n^a для различных групп сборок, $\frac{\text{рад}\cdot\text{см}^2}{\text{нейтр}}$ 10-10

Номер группы сборок	Номер сборки	Среднее значение D_{np}^{cs} / Φ_n^a	Среднеарифметическое отклонение от среднего, %	Максимальное отклонение от среднего, %
1	8, 12а, 12в	24	± 10	± 15
2	3, 4а, 6, 9, 11а, 11б, 12б	12	± 27	+ 33 - 50
3	10	1,6	-	-

Из таблицы 10 видно, что группам 1, 2 и 3 соответствуют группы 1, 2-3 и 4 таблицы 6.

Средние значения D_{np}^{cs} / Φ_n^a больше средних значений D_n^a / Φ_n^a в 1,15; 1,20 и 1,23 раза или в среднем для всех групп в 1,20 раза.

Отсюда следует, что с достаточной для практики точностью можно принять отношение D_{np}^{cs} / D_n^a равным 1,20.

Аналогично значения D_r^{cs} / Φ_n^a можно разбить на две группы (см. таблицу 11). Эти группы, если исключить сборку 4а, соответствуют группам 1 и 2 таблицы 7. Отношения D_r^{cs} / D_r^a соответственно для них равны 1,87 и 1,73, или в среднем 1,8.

Различие значений D_{np}^{cs} / Φ_n^a и D_r^{cs} / Φ_n^a для разных сборок и расстояний объясняется теми же причинами, что и различие значений D_n^a / Φ_n^a и D_r^a / Φ_n^a . Дополнительными факторами, влияющими на значения D_{np}^{cs} / Φ_n^a

и D_{γ}^a / Φ_n^a , являются обратное отражение и поглощение нейтронов, образование захватного γ -излучения, обратное рассеяние и поглощение внешнего γ -излучения в фантоме.

Таблица II

Средние значения $D_{\gamma}^{cs} / \Phi_n^a$ для двух группборок,
 $\frac{\text{рад}\cdot\text{см}^2}{\text{нейтр}} \cdot 10^{-10}$

Номер группыборок	Номер сборки	Среднее значение $D_{\gamma}^{cs} / \Phi_n^a$	Среднеарифметическое отклонение от среднего, %	Максимальное отклонение от среднего, %
I	6, 8, 10, 12а, 12б	4,5	± 31 %	+ 50 - 30
2	3, 4а, 11а, 11б, 12в	22, 5	± 27 %	+ 50 - 30

6. В таблице 12 даны значения удельной поверхностной дозы захватного γ -излучения $D_{\gamma}^{cs} / \Phi_n^a$, а также отношения $D_{\gamma}^{cs} / D_{\gamma}^{cs}$ и $D_{\gamma}^{cs} / D_{\gamma}^{cs}$.
 Значения $D_{\gamma}^{cs} / \Phi_n^a$ вычислялись по формуле

$$\frac{D_{\gamma}^{cs}}{\Phi_n^a} = \frac{D_{\gamma}^{cs} - D_{\gamma}^a}{\Phi_n^a} \quad (4)$$

D_{γ}^a и D_{γ}^{cs} были взяты из таблиц 4 и 9. В действительности

$$\frac{D_{\gamma}^{cs}}{\Phi_n^a} = \frac{D_{\gamma}^{cs} - D_{\gamma}^{cs}}{\Phi_n^a}$$

Однако, так как обратное рассеяние γ -квантов мало и составляет несколько процентов, с достаточной точностью можно считать, что $D_{\gamma}^{cs} = D_{\gamma}^a$.
 Из таблицы 12 видно, что значения D_{γ}^{cs} меняются от $0,93 \cdot 10^{-10}$ до $5,60 \cdot 10^{-10} \frac{\text{рад}\cdot\text{см}^2}{\text{нейтр}}$. При этом четко выделяются две группы: I (сборки 3, 4а, 11а, 11б, 12а, 12б и 12в) и 2 (сборки 6, 8, 9, 10), для которых средние значения равны: $4,42 \cdot 10^{-10} \pm 24\%$ и $1,38 \cdot 10^{-10} \pm 30\%$. Согласно расчетным данным, для цилиндрического фантома [32] отношение $D_{\gamma}^{cs} / \Phi_n^a$ в зависимости от энергии меняется от $0,7 \cdot 10^{-10}$ до $3,5 \cdot 10^{-10} \frac{\text{рад}\cdot\text{см}^2}{\text{нейтр}}$ и несколько ниже экспериментальных значений $D_{\gamma}^{cs} / \Phi_n^a$, приведенных в таблице 10, кромеборок 6, 8-10. Это можно объяснить двумя причинами:

Таблица 12

Удельная поверхностная доза захватного γ -излучения
 $D_{\text{нр}}^{cs}/\Phi_n^a$ и отношения $D_{\text{нр}}^{cs}/D_{\gamma}^{cs}$, $D_{\text{нр}}^{cs}/D_{\text{нр}}^{cs}$.

Номер сборки	Номер точки измерения	Расстояние от центра сборки до поверхности фантома $R_{\text{иц}}$	$D_{\text{нр}}^{cs}/\Phi_n^a$	$D_{\text{нр}}^{cs}/D_{\gamma}^{cs}$	$D_{\text{нр}}^{cs}/D_{\text{нр}}^{cs}$
			рад·см ² ·10 ⁻¹⁰ нейтр	%	%
3	I	0,51	-	57	176
	2	3,70	5,00	26	86
4а	I	0,79	5,40	50	53
6	I	0,86	1,52	47	9,7
8	-	-	1,75	51	6,4
9	-	-	1,30	3,8	8,5
10	-	-	0,94	27	60
	-	-	0,93	29	59
IIа	-	5	4,00	21	29
IIб	-	5	3,80	25	54
I2а	-	3	3,32	50	14
I2б	-	3	5,60	33	37
I2в	-	3	3,82	65	19

1) в экспериментах использовался эллиптический фантом, в котором вероятность захвата нейтронов больше, а утечка захватных γ -квантов через поверхность меньше;

2) при расчете экспериментальных значений $D_{\text{нр}}^{cs}/\Phi_n^a$ не учитывалось обратное рассеяние γ -квантов, что приводит к завышению этих значений.

Доля захватных γ -квантов в общей дозе γ -излучения составляет значительный процент, а для некоторых сборок 50 и более процентов. В среднем

эта доля равна 10^{+25}_{-20} %, если исключить сборку 9. То же самое можно сказать об отношении $D_{nt}^{cs} / D_{nr}^{cs}$.

Отсюда следует, что захватим γ -излучением при расчете поверхностных доз, как правило, нельзя пренебрегать,

7. Если известен поток нейтронов, который может быть определен, например, по активности тела человека, поверхностные поглощенные и экспозиционные дозы излучений могут быть оценены, исходя из данных таблиц 4-12.

8. Отношение поглощенной дозы γ -излучения к дозе заряженных частиц на поверхности фантома $D_{\gamma}^{cs} / D_{nr}^{cs}$, так же как и отношение экспозиционных доз D_{γ}^a / D_n^a , в значительной степени зависит от типа сборки и расстояния от сборки до фантома и меняется от 0,12 до 3,35, т.е. в 28 раз.

Интересно более детально проследить, насколько отличается поток нейтронов и дозы на поверхности фантома по сравнению с потоком и экспозиционными дозами в воздухе в отсутствие фантома. В таблице 13 представлены соответствующие данные, полученные из таблиц 4 и 9.

Из данных таблицы 13 вытекают следующие выводы:

I. Отношение $\Phi_{nt}^{cs} / \Phi_{nt}^a$ и соответственно D_{nt}^{cs} / D_{nt}^a значительно больше единицы. Особенно это значение велико для сборки на быстрых нейтронах 4а.

Значения $\Phi_{nt}^{cs} / \Phi_{nt}^a$ определяются следующими факторами:

а) рассеянием тепловых нейтронов фантомом, коэффициент отражения которых, согласно [28], равен 0,82, что увеличивает поверхностный поток тепловых нейтронов в 1,82 раза;

б) тем, что надтепловые нейтроны, падающие на фантом, замедляются в нем и частично выходят из фантома с тепловой энергией, что также увеличивает поток тепловых нейтронов на поверхности;

в) частичным экранированием фантомом рассеянных от стен помещения нейтронов, что уменьшает поток Φ_{nt}^{cs} .

Для быстрыхборок на близких расстояниях относительная доля тепловых нейтронов в общем потоке, как выходящих из сборки, так и рассеянных от стен помещения, мала, поэтому 2-й фактор в этом случае играет основную роль.

В случае, когда доля тепловых нейтронов, выходящих из сборки, велика (например, для сборки 3) или когда доля рассеянных нейтронов составляет

значительный процент, величина $\frac{\Phi_{nt}^{cs}}{\Phi_{nt}^a}$ определяется 1-м и 3-м факторами. В последнем случае отношение $\frac{\Phi_{nt}^{cs}}{\Phi_{nt}^a}$ может быть меньше, чем 1,82.

Таблица 13

Отношение потоков и доз нейтронов и γ -излучения на поверхности фантома и в воздухе

Номер сборки	Номер точки измерения	Расстояние от центра сборки до точки измерения $R, м$	Отношение потоков нейтронов на поверхности фантома и в воздухе			Отношение дозы заряженных частиц на поверхности фантома к экспозиционной дозе нейтронов в воздухе			Отношение поверхностной дозы к экспозиционной дозе $D_{\gamma}^{cs} / D_{\gamma}^a$
			$\frac{\Phi_{nt}^{cs}}{\Phi_{nt}^a}$	$\frac{\Phi_{nf}^{cs}}{\Phi_{nf}^a}$	$\frac{\Phi_n^{cs}}{\Phi_n^a}$	$\frac{D_{nt}^{cs}}{D_{nt}^a}$	$\frac{D_{nf}^{cs}}{D_{nf}^a}$	$\frac{D_{np}^{cs}}{D_n^a}$	
3	1	0,51	1,64	1,20	1,39	1,64	1,20	1,13	2,34
	2	3,70	1,53	-	1,38	1,53	-	1,14	1,33
4a	1	0,79	3,09	1,16	1,72	3,09	1,21	1,11	1,99
5	1	1,15	1,62	-	-	1,62	1,04	1,04	1,68
6	1	0,86	-	-	-	-	1,10	1,56	1,90
8	-	-	-	-	-	-	-	1,35	2,06
9	-	-	-	-	-	-	-	1,30	1,04
10	-	-	-	-	-	-	-	1,25	$\frac{1,37}{1,41}$
11a	-	5	-	-	-	-	-	1,23	1,27
11б	-	5	-	-	-	-	-	1,28	1,38
12a	-	3	-	-	-	-	-	1,04	1,99
12б	-	3	-	-	-	-	-	1,06	1,51
12в	-	3	-	-	-	-	-	1,10	2,96

2. Отношения $\Phi_{nf}^{cs}/\Phi_{nf}^a$ и D_{nf}^{cs}/D_{nf}^a больше единицы всего на 4-21%, так как коэффициент обратного отражения быстрых нейтронов такого же порядка величины [28].

3. Отношение Φ_n^{cs}/Φ_n^a находится в пределах 1,38-1,72. Значительное отличие этого отношения от единицы обусловлено большим коэффициентом отражения тепловых нейтронов. Значение Φ_n^{cs}/Φ_n^a во всех случаях не может быть больше 1,82, т.к. альбеда промежуточных и быстрых нейтронов меньше, чем тепловых.

Величина D_{nr}^{cs}/D_n^a меняется в зависимости от критсборки от 1,04 до 1,56. Среднее значение D_{nr}^{cs}/D_n^a равно $1,20 \begin{smallmatrix} +0,36 \\ -0,16 \end{smallmatrix}$. Отношение D_n^{cs}/D_n^a заметно меньше отношения Φ_n^{cs}/Φ_n^a , так как удельная доза заряженных частиц, образовавшихся тепловыми нейтронами, которые составляют наибольшую долю в общем потоке отраженных нейтронов, мала по сравнению с аналогичной дозой для промежуточных и быстрых нейтронов.

4. Значения $D_{\gamma}^{cs}/D_{\gamma}^a$ находятся в пределах 1,04-2,96. Различия в значениях D_{γ}^{cs} и D_{γ}^a обусловлено следующими факторами:

- а) образованием захватного γ -излучения в фантоме;
- б) частичным экранированием рассеянного γ -излучения, падающего на фантом с обратной стороны (на "спину");
- в) отражением γ -излучения, падающего на переднюю поверхность фантома (на "грудь")^{*}.

Факторы а) и в) увеличивают D_{γ}^{cs} по сравнению с D_{γ}^a , фактор б), наоборот, уменьшает ее.

Фактор в), как сказано выше, составляет порядка нескольких процентов и мало влияет на величину D_{γ}^{cs} . Фактор б) имеет значение лишь тогда, когда фантом расположен на далеком расстоянии от сборки вблизи стен помещений, но даже в этом случае он для рассеянного излучения, довольно жесткого, по-видимому, не превышает 25% (для изотропного рассеянного γ -излучения 50% γ -квантов падает на "спину", из которых примерно половина поглощается фантомом).

^{*} Передняя поверхность фантома обращена к сборке.

Отсюда следует, что значения $\mathcal{D}\gamma^{cs}/\mathcal{D}\gamma^a$, превышающие 1,25, обусловлены захватным γ -излучением.

Особенно велико отношение $\mathcal{D}\gamma^{cs}/\mathcal{D}\gamma^a$ для тех сборок, для которых малое отношение потоков (доз) γ -квантов и нейтронов, падающих на фантом (сборки 6, 8, I2a, I2b, см. таблицу 4). Для тех сборок, для которых отношение потоков (доз) велико, захватное γ -излучение составляет небольшую долю от дозы внешнего γ -излучения [сборки 3 (точка 2), 9, IO, IIa, IIб].

Из данных таблицы I3 можно также сделать заключение о методах измерения доз нейтронов и γ -излучения индивидуальным дозиметром. Существуют три интерпретации результатов измерений доз с помощью индивидуальных γ -, β -дозиметров.

Первая интерпретация [34-35] заключается в следующем.

Предполагается, что поток нейтронов на поверхности тела человека является потоком, нормально падающим на поверхность. Далее, зная спектр и поток нейтронов и используя расчетные данные Снайдера и Нойфсльда об удельной поверхностной дозе [28], определяется полная доза нейтронов, равная дозе заряженных частиц и дозе захватного γ -излучения. Доза внешнего γ -излучения, падающего на человека, измеряется γ -дозиметром.

Такая интерпретация приводит к следующим ошибкам.

Реальные показания детектора нейтронов R определяются формулой:

$$R = \int R(E) \Phi_1(E) dE + \int R(E) \Phi_2(E) dE, \quad (5)$$

где $R(E)$ - показания детектора при облучении единичным потоком нейтронов с энергией E ;

$\Phi_1(E)$ и $\Phi_2(E)$ - распределение падающих и отраженных от тела человека нейтронов по энергии.

Так как при определении дозы принимаются во внимание только падающие нейтроны, детектор нейтронов будет завышать дозу в K_n раз

$$K_n = 1 + \frac{\int R(E) \Phi_2(E) dE}{\int R(E) \Phi_1(E) dE}. \quad (6)$$

Для тепловых нейтронов, как это видно из таблицы I3, значение K_n может превышать 3. Для быстрых нейтронов K_n меньше, чем для тепловых, однако

в общем случае K_n всегда больше единицы, особенно для детекторов, чувствительных к промежуточным нейтронам. Для детекторов, имеющих одинаковую дозовую чувствительность (отношение показания детектора к экспозиционной дозе нейтронов) к падающим и отраженным нейтронам.

$$K_n = \frac{D_{np}^{cs}}{D_n^a} \quad (7)$$

Значения K_n даны в таблице I3 (столбец 9).

Однако, как правило, дозовая чувствительность детекторов зависит от энергии нейтронов. Предполагается в будущем провести соответствующие расчеты значений K_n для различных детекторов и спектров нейтронов. Показания γ -дозиметра также будут завышенными, так как, кроме внешнего γ -излучения, дозиметр будет регистрировать также захватное γ -излучение. Так как дозовая чувствительность γ -дозиметров в широком диапазоне энергии γ -квантов не зависит от энергии, коэффициент K_γ для γ -излучения может быть вычислен по формуле:

$$K_\gamma = \frac{D_{\gamma e}^{cs} + D_{n\gamma}^{cs}}{D_{\gamma e}^{cs}} \quad (8)$$

Так как $D_{\gamma e}^{cs}$ отличается от D_γ^a всего на несколько процентов, можно считать с достаточной точностью, что $D_{\gamma e}^{cs} = D_\gamma^a$ и

$$K_\gamma = \frac{D_{\gamma e}^{cs} + D_{n\gamma}^{cs}}{D_{\gamma e}^{cs}} = \frac{D_{\gamma e}^{cs} + D_{n\gamma}^{cs}}{D_\gamma^a} = \frac{D_\gamma^{cs}}{D_\gamma^a} \quad (9)$$

Значения D_γ^{cs}/D_γ^a даны в таблице I3 (столбец 10).

Общая поверхностная доза H γ -излучений будет завышена в K раз

$$K = K_n f_n + K_\gamma f_\gamma \quad (10)$$

где f_n и f_γ - доля нейтронов и γ -излучения в суммарной поверхностной дозе соответственно.

В таблице I4 даны значения K при предположении, что детекторы излучений имеют одинаковую дозовую чувствительность к падающим и отраженным нейтронам, к внешнему и захватному γ -излучению.

Из таблицы видно, что значения K_n , K_γ и K для разных типов сборок

находятся в пределах 1,04-1,56; 1,04-2,96; 1,12-2,04. Их средние значения равны 1,20; 1,76 и 1,42. Отсюда видно, что эти коэффициенты существенно отличаются от единицы и указанная выше интерпретация может привести к большим ошибкам, особенно не допустимым при аварийных облучениях.

Таблица 14

Отношение измеренной поверхностной дозы к реальной для n - γ -дозиметров, имеющих одинаковую дозовую чувствительность к падающим и отраженным нейтронам, к внешнему и захватному γ -излучению

Номер сборки	Номер точки измерения	K_n	f_n	K_γ	f_γ	K	K'	K''
3	1	1,13	0,244	2,34	0,756	2,04	2,01	1,03
	2	1,14	0,230	1,33	0,770	1,28	1,25	1,03
4а	1	1,11	0,485	1,99	0,515	1,56	1,50	1,05
5	1	1,04	0,337	1,68	0,663	1,46	1,45	1,01
6	1	1,56	0,940	1,90	0,060	1,58	1,05	1,53
8	-	1,35	0,890	2,06	0,110	1,43	1,12	1,31
9	-	1,30	0,309	1,04	0,691	1,12	1,03	1,09
10	-	1,25	0,321	1,39	0,679	1,34	1,26	1,08
11а	-	1,23	0,425	1,27	0,575	1,25	1,15	1,10
11б	-	1,28	0,320	1,38	0,680	1,35	1,26	1,09
12а	-	1,04	0,785	1,99	0,215	1,24	1,21	1,03
12б	-	1,06	0,470	1,51	0,530	1,30	1,27	1,03
12в	-	1,10	0,774	2,96	0,226	1,52	1,44	1,07
Среднее		1,20	-	1,76	-	1,42	1,31	1,11

Если предположить, что $K_n = 1$, то

$$K = K' = f_n + K_\gamma f_\gamma. \quad (II)$$

Даже в этом случае значения K' изменяются от 1,03 до 2,01 (среднее значение 1,31).

Калибровка детектора путем облучения потоком нейтронов известного спектрального состава детектора, расположенного на поверхности фантома, может существенно снизить значение K . Однако, поскольку K_n зависит от спектра нейтронов, такая калибровка не устраняет полностью ошибку, связанную с детектированием отраженных нейтронов. При этом величина K_γ остается без изменений.

Для поглощения обратно отраженных нейтронов в работе [29] предложено использовать толстую фольгу из того же материала, что и детектор, и кадмиевый экран, расположенные между телом человека и детектором.

В работе [25] поток отраженных нейтронов определялся по различию числа β -частиц, испускаемых толстым детектором с обеих сторон. Различие обусловлено самоэкранированием нейтронов и самопоглощением β -частиц в детекторе.

Оба метода применимы только для определения потока тепловых и резонансных отраженных нейтронов. Для оценки потока нейтронов с большей энергией невозможно подобрать детектор (экран) небольшой толщины и веса из-за малого сечения поглощения нейтронов в этой области энергии. Следует также учитывать, что нейтроны чаще всего падают на тело по нормали к поверхности, а под различными углами (т.е. имеют определенное угловое распределение). А так как доза на поверхности тела зависит от углового распределения падающих нейтронов, при ее определении в этом случае использование данных Снайдера и Нойфельда может привести к дополнительным ошибкам.

Вторая интерпретация [25] заключается в следующем.

По показаниям детектора нейтронов, используя данные [30-33], определяют только поверхностную дозу заряженных частиц. γ -дозиметр измеряет суммарную дозу внешнего и захватного γ -излучения. В этом случае $K_\gamma = 1$.

В таблице 14 (столбец 9) даны значения $K'' = K_n f_n + f_\gamma$ для случая, когда дозовая чувствительность детектора к падающим и отраженным нейтронам одинакова.

Как видно из таблицы, значения K'' для разных сборок исходятся в пределах 1,01-1,53 (среднее значение $K'' = 1,11$). Если дозовая чувствительность детектора зависит от энергии нейтронов, величина K'' может быть значительно выше 1,11 из-за различия спектров падающих и отраженных нейтронов. Кроме того, на величину K'' влияет вид углового распределения падающих нейтронов. Величина K'' может быть снижена методами, указанными выше.

В работе [6] предложена следующая интерпретация результатов измерения доз. Детектор нейтронов непосредственно определяет поверхностную дозу заряженных частиц D_{np}^{cs} , γ -дозиметр — суммарную поверхностную дозу внешнего и захватного γ -излучения D_{γ}^{cs} .

Значения D_{np}^{cs} рассчитываются по формуле

$$D_{np}^{cs} = \int D_n^a(E) \Phi_n^{cs}(E) dE, \quad (12)$$

где D_n^a — удельная экспозиционная доза (керма) нейтронов с энергией E ;
 Φ_n^{cs} — поверхностный поток нейтронов на единичный интервал энергии E .

Так как пробег заряженных частиц в мягкой ткани не превышает нескольких миллиметров для нейтронов с энергией до 10 Мэв, внутри тела на расстоянии ~ 1 мм от поверхности наступает равновесие заряженных частиц. На такой глубине экспозиционная и поглощенная дозы равны друг другу. Поэтому дозу, вычисленную по формуле (12), можно считать как поверхностную дозу, имея в виду, что в действительности она находится на глубине ~ 1 мм.

Для определения D_{np}^{cs} необходимо иметь дозиметр, дозовая чувствительность которого не зависела бы от энергии нейтронов, или индивидуальный спектрометр (например, набор активационных детекторов), позволяющий оценить спектр нейтронов на поверхности тела.

При такой интерпретации $K = K_n = K_{\gamma} = 1$ и поверхностная доза определяется точно (в пределах экспериментальных ошибок измерений).

При нормальном падении нейтронов дозы заряженных частиц, определенные обоими последними методами, совпадают друг с другом, только при второй интерпретации необходимо знать поток и спектр падающих нейтронов, а при последней интерпретации — поток и спектр нейтронов на поверхности тела.

Кроме того, при расчете D_{np}^{cs} используются разные удельные дозы: при второй интерпретации — удельная поверхностная доза заряженных частиц, при третьей интерпретации — удельная экспозиционная доза (керма) нейтронов.

То есть, при второй интерпретации

$$D_{np}^{cs} = \int D_{np}^{cs}(E) \Phi_n^a(E) dE \quad \left. \vphantom{D_{np}^{cs}} \right\} \quad (13)$$

при третьей интерпретации

$$D_{np}^{cs} = \int D_n^a(E) \Phi_n^{cs}(E) dE \quad \left. \vphantom{D_{np}^{cs}} \right\}$$

5. ПОТОК И СПЕКТР НЕЙТРОНОВ, ПОГЛОЩЕННЫЕ ДОЗЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ВНУТРИ ФАНТОМА ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК

Во введении уже отмечалось, что, кроме условной поверхностной дозы, необходимыми параметрами аварийного облучения человека являются максимальная (D^{ind}) и средняя (\bar{D}^d) поглощенные дозы излучений в теле.

Для вычисления этих параметров были проведены экспериментальные исследования распределения поглощенных доз излучений внутри фантома для нескольких сборок.

Поскольку дозовая чувствительность детекторов зависит от энергетического распределения нейтронов, желательно было исследовать их спектры в фантоме. Исследование спектров γ -излучения не проводилось, т.к. дозовая чувствительность γ -дозиметров не зависит от энергии γ -квантов.

А. Спектры нейтронов

На рис. 10-12 представлены энергетические спектры нейтронов внутри фантома для трехборок: 3, 4а, 7.

Фантом представлял собой полный эллиптический цилиндр с размерами: высота - 60 см, малая ось - 25 см, большая ось - 35 см. Цилиндр заполнялся тканеэквивалентным раствором. Подробное описание конструкции и состава фантома дано в [7]. Все измерения (спектров, а также потоков нейтронов и доз излучений) относятся к среднему сечению фантома, перпендикулярному оси Z.

В таблице 15 даны значения "жесткости" спектров нейтронов. Из таблиц 3 и 15 следует, что "жесткость" спектров в воздухе меньше, чем на поверхности фантома дляборок 3 и 7, дляборки 4а наоборот. Этот факт можно объяснить следующим образом. Спектр нейтронов в воздухе определяется нерассеянными нейтронами, выходящими изборки, и более медленными рассеянными нейтронами. На поверхности спектр в основном определяется нерассеянными

Таблица 15

"Жесткость" спектров нейтронов внутри фантома

Номер сборки	Точка измерения в фантоме	$\frac{\Phi_n^d(E=4\text{Мэв})}{\Phi_n^d(E=0,2\text{Мэв})} \times 10^3$	Номер сборки	Точка измерения в фантоме	$\frac{\Phi_n^d(E=4\text{Мэв})}{\Phi_n^d(E=0,2\text{Мэв})} \times 10^3$
3 (R=0,51м)	a	80,7	7 (R=100м)	2	13,5
	b	70,5		3	27,5
	c	27,3		4	50,5
	d	7,65		5	75,2
	e	75,7		6	8,62
	f	93,2		7	25,6
4a	a	25,0			
	b	71,0			
	c	20,5			
	d	17,3			

нейтронами и нейтронами, отраженными от фантома. Рассеянные нейтроны в значительной степени поглощаются фантомом и не доходят до передней поверхности. Поток рассеянных нейтронов для сборок 3 и 7 больше, чем отраженных, что обуславливает ужесточение спектра на поверхности фантома по сравнению со спектром в воздухе. Для сборки 4a наблюдается обратная картина. Спектр нейтронов на поверхности смягчается, так как поток отраженных нейтронов больше, чем рассеянных.

Для всех сборок жесткость спектров с глубиной сначала растет (или практически не меняется, как, например, для сборки 3), затем вблизи "спины" и тем более на "спине" жесткость спектров снова падает до величины, меньшей,

чем на "груди". Для сборки 7 это не заметно, поскольку не измерялся спектр нейтронов на "спине". Кроме того, для этой сборки поток рассеянных нейтронов спереди и сбоку больше, чем сзади, поэтому наблюдается непрерывное ужестчение спектра с глубиной. Для сборок 3 и 4а поток рассеянных нейтронов, наоборот, сзади больше, чем спереди и сбоку, что приводит к смягчению спектра еще далеко от "спины". Ужестчение спектра в начале для сборок 4а и 7 связано с поглощением медленных нейтронов, падающих на фантом.

В работе [45] представлены спектры нейтронов на поверхности и внутри фантома (спереди, в середине и сзади), представляющего собой эллиптический цилиндр с осями 20 см и 36 см и высотой 60 см, заполненный водой. Фантом располагался на открытой площадке на расстоянии 25 м, 100 м и 200 м от реактора *SPRF* (голой металлической сборки из необогащенного урана), работающего в импульсном режиме. Спектр нейтронов измерялся с помощью толстослойных эмульсий *ILFORD L.4*.

Авторы получили одинаковые спектры в энергетическом интервале $0,5 \text{ Мэв} < E_n < 6 \text{ Мэв}$ для разных точек измерения в фантоме и расстояний от сборки. Только для расстояния 100 м наблюдается различие в жесткости спектров примерно в 2 раза в середине и сзади фантома (в середине - более жесткий). Слабое изменение жесткости спектров у этих авторов обусловлено тем, что они рассматривали спектр только быстрых нейтронов, а также значительными ошибками в измерении спектра в интервале $0,5 \text{ Мэв} < E_n < 1 \text{ Мэв}$.

Б. Поток нейтронов и поглощенные дозы заряженных частиц и гамма-излучения внутри фантома

На рис. 13-22 представлены потоки нейтронов и дозы заряженных частиц и γ -излучения вдоль малой оси фантома для различных сборок. Для сборок 2, 3 и 4а значения величин отнесены к энерговыделению 1 Вт-сек, для сборки 7 к единичному потоку, падающему на фантом. Аналогичные распределения имеют место для сборок 5 и 6 и в данной работе не приводятся.

Из анализа кривых, данных на рис. 13-22, вытекают следующие выводы:

I. Распределение потока тепловых нейтронов (и соответственно доз захватных протонов) во всех случаях имеет два максимума. Первый максимум находится на расстоянии 3-4 см от фронтальной поверхности для всех сборок, кроме седьмой, и обусловлен накоплением тепловых нейтронов при замедлении про-

межуточных и быстрых нейтронов, падающих на фантом. Для сборки 7 максимум находится на глубине 6 см. Различие в положении максимума для этой и остальныхборок можно объяснить малым количеством экспериментальных точек вблизи максимума для сборки 7.

Значение потока в максимуме в 2–5 раз превышает значение потока на поверхности, причем для близких расстояний от фантома до сборки, где поток рассеянных нейтронов мал, максимум больше, чем на больших расстояниях. Второй максимум находится на расстоянии 2–4 см от задней поверхности и обусловлен замедлением в фантоме рассеянных нейтронов. В некоторых случаях (например, для нейтронно-захватной терапии) важным параметром при облучении нейтронами является отношение потока тепловых нейтронов в максимуме Φ_{nt}^{md} к максимальной дозе заряженных частиц D_{np}^{md} , которая, как видно из рис. 14–19, равна условной поверхностной дозе D_{np}^{cs} .

В таблице 16 дано отношение $\Phi_{nt}^{md} / D_{np}^{cs}$ для разныхборок.

Таблица 16

Отношение $\Phi_{nt}^{md} / D_{np}^{cs}$

Номер сборки	$R, \text{ см}$	$\Phi_{nt}^{md} / D_{np}^{cs}$ $n / \text{см}^2 \cdot \text{раз}$
2	1,2	$4,5 \cdot 10^9$
	2,3	$3,9 \cdot 10^9$
3	0,51	$1,8 \cdot 10^9$
4а	0,79	$2,25 \cdot 10^9$
5	1,15	$5,0 \cdot 10^9$

Как видно из таблицы 16, величина $\Phi_{nt}^{md} / D_{np}^{cs}$ существенно зависит от спектра нейтронов. Для мягких спектров (сборки 2 и 5) это отношение примерно в 2 раза больше, чем для жестких (сборки 3 и 4а). Для этого на выходе из канала реактора, в котором предполагается облучать больного, необходимо установить фильтр из тяжелых материалов, имеющих большое сечение неупругого рассеяния для быстрых нейтронов (например, уран или висмут). Эти фильтры

будут значительно смягчать спектр и, кроме того, порождать γ -излучение из канала, которое создает дополнительную лучевую нагрузку.

2. Если поток тепловых нейтронов внутри фантома для всех случаев больше потока промежуточных и быстрых нейтронов, то максимальная доза захватных протонов, наоборот, значительно меньше (в 6 и более раз), чем максимальная доза заряженных частиц для нейтронов с $E_n > 0,4$ эв. Для жестких спектров доля захватных протонов составляет примерно 5% от суммарной дозы заряженных частиц, а для мягких - 15%. Это объясняется тем, что удельная доза захватных протонов примерно на два порядка меньше, чем удельная доза заряженных частиц, создаваемая быстрыми нейтронами.

Исключение составляет, по-видимому, графитовая сборка, для которой экспозиционная доза тепловых нейтронов значительно больше, чем промежуточных и быстрых.

3. Поток промежуточных нейтронов (и соответственно доза заряженных частиц) имеет всего один максимум, расположенный ближе у поверхности, чем максимум потока тепловых нейтронов. Второй максимум отсутствует, так как поток рассеянных нейтронов, падающих на "спину", в основном состоит из медленных нейтронов.

4. Поток и доза заряженных частиц, образованная быстрыми нейтронами, непрерывно уменьшаются с глубиной практически до "спины", т.к. быстрые нейтроны в общем потоке рассеянных нейтронов составляют незначительную долю.

5. Максимальная суммарная доза заряженных частиц $D_{кр}^{nd}$ во всех случаях находится на поверхности фантома. Глубинная доза $D_{кр}^d$ быстро убывает вдоль малой оси и при приближении к "спине" снова увеличивается за счет рассеянных нейтронов.

6. Распределение дозы γ -излучения имеет один или два максимума, обусловленные захватным γ -излучением. Только для сборки 7 не обнаруживается максимум. Первый максимум находится на расстоянии 2-7 см от передней поверхности, примерно на том же расстоянии, что и максимум потока тепловых нейтронов с небольшим сдвигом в глубину. Высота максимума и расстояние его от поверхности зависят от отношения потока нейтронов, падающих на фантом, Φ_n^a к экспозиционной дозе внешнего γ -излучения D_γ^a . Там, где это отношение велико (например, для сборки 2), высота максимума больше и он находится

на большей глубине, чем максимум потока тепловых нейтронов. В этом случае обнаруживается также второй максимум с задней стороны, обусловленный захватом рассеянных нейтронов. При небольших значениях отношения Φ_n^a / J_2^a высота максимума мала и его положение или совпадает с положением максимума потока тепловых нейтронов, или находится ближе к поверхности. Второй максимум не обнаруживается на фоне большой дозы внешнего излучения. Для сборки 7 максимумы вообще не обнаруживаются по этой причине.

7. Облучение, как видно из рис. 17-22, очень неравномерное, особенно облучение нейтронами.

В таблице I7 даны отношения максимальных значений доз заряженных частиц и γ -излучения внутри фантома для разныхборок к минимальным. Как видно из таблицы I7, эти отношения значительно больше единицы и особенно велики для доз заряженных частиц (10-35). Неравномерность γ -облучения больше для техборок и их расстояний от фантома, при которых велико отношение Φ_n^a / D_γ^a (борок 2, 3 и 6). Неравномерность облучения заряженными частицами тем меньше, чем больше доля рассеянных нейтронов, падающих на фантом в суммарном потоке.

6. ПАРАМЕТРЫ ОБЛУЧЕНИЯ ЧЕЛОВЕКА

Как было сказано во введении, в качестве параметров облучения человека были выбраны условная поверхностная доза D^{cs} , максимальная D^{md} и средняя \bar{D}^d дозы в фантоме.

В таблице I8 приведены значения трех параметров облучения $\bar{D}_{np}^d, \bar{D}_\gamma^{md}$ и \bar{D}_γ^d , отнесенные к соответствующей условной поверхностной дозе D^{cs} . Отношение $D_{np}^{md} / D_{np}^{cs} = 1$ во всех случаях, поэтому в таблице I6 не приведено. В таблице I8 дано также отношение $\bar{D}_\gamma^d / \bar{D}_{np}^d$.

Из таблицы I8 можно сделать следующие выводы:

I. Средние значения $\bar{D}_{np}^d / D_{np}^{cs}$ и $\bar{D}_\gamma^d / D_\gamma^{cs}$ относительно слабо зависят от типа сборки и точки измерения и усредненные по всем данным таблицы равны 0,32 и 0,95.

Таким образом, зная условную поверхностную дозу заряженных частиц и γ -излучения, можно в первом приближении оценить среднюю дозу в теле человека с указанной в таблице точностью, не зная распределения доз внутри тела.

Таблица I7

Отношение максимальных значений доз заряженных частиц и γ -излучения внутри фантома к минимальным

Номер сборки	R, μ	$\frac{D_{nt}^{md}}{D_{nt}^{min, d}}$	$\frac{D_{nf}^{md}}{D_{nf}^{min, d}}$	$\frac{D_{np}^{md}}{D_{np}^{min, d}}$	$\frac{D_{\gamma}^{md}}{D_{\gamma}^{min, d}}$
2	1,2	14,8	16,3	20,5	6,7
	2,3	11,7	-	9,6	2,9
3	0,51	18,7	42,3	33	5,3
	3,70	8,5	-	-	2,6
4а	0,79	22,0	-	-	3,63
5	1,15	8,3	-	-	1,75
6	0,86	12,4	11,7	35,5	5,00
7	100	3,25	-	11,1	2,21

Примечания: 1. „m“, „min“ - максимум и минимум.

2. D_{nt} , D_{nf} и D_{np} - доза захватных протонов, доза заряженных частиц, образованная быстрыми нейтронами, и суммарная доза заряженных частиц соответственно.

В этом случае пять параметров облучения: D_{np}^{cs} , D_{γ}^{cs} , D_{γ}^{md} , \bar{D}_{np}^d и \bar{D}_{γ}^d сводятся к трем: D_{np}^{cs} , D_{γ}^{cs} и D_{γ}^{md} . Средний дозовый эквивалент излучений в теле D^{de} может быть вычислен по формуле

$$\bar{D}^{de} = \bar{D}_{np}^d \cdot \bar{\eta}_{np}^d + \bar{D}_{\gamma}^d = 0,32 D_{np}^{cs} \bar{\eta}_{np}^d + 0,95 D_{\gamma}^{cs}, \quad (14)$$

где $\bar{\eta}_{np}^d$ - ОБЭ заряженных частиц при облучении большими дозами, усредненная по всему телу.

\bar{D}^{de} определяется двумя параметрами D_{np}^{cs} и D_{γ}^{cs} , которые могут

быть непосредственно измерены и величиной $\bar{\eta}_{np}$, до сих пор установленной.

В первом приближении можно считать, что \bar{D}^{de} определяет исход лучевого заболевания. Значение \bar{D}^{de} можно уточнить, если известны тип сборки и особенно распределение дозы внутри фантома. Условный поверхностный дозовый эквивалент D^{cse} , определяющий поражение кожи, можно рассчитать по формуле

$$D^{cse} = D_{np}^{cs} \eta_{np}^{cs} + D_{\gamma}^{cs}, \quad (15)$$

где η_{np}^{cs} - ОБЭ для кожи, которая также не установлена при облучении большими дозами и в общем случае может отличаться от $\bar{\eta}_{np}^d$.

2. Отношение $D_{\gamma}^{md} / D_{\gamma}^{cs}$ зависит как от типа сборки, так и от расстояния R . Поэтому по величине D_{γ}^{cs} невозможно с достаточной точностью оценить величину D_{γ}^{md} . Однако для всехборок, кроме БР-I, имеющей очень мягкий спектр нейтронов, суммарная доза, а тем более дозовый эквивалент излучений в фантоме во всех случаях лежит на поверхности тела. Поэтому параметр D_{γ}^{md} можно не искать, поскольку в этом случае он не будет определять исход лучевого заболевания. Отсюда следует, что наиболее важными параметрами являются следующие четыре: D_{np}^{cs} , D_{γ}^{cs} , \bar{D}_{np}^d и \bar{D}_{γ}^d .

3. Отношение $\bar{D}_{\gamma}^d / \bar{D}_{np}^d$, как правило, значительно больше единицы. Особенно оно велико для мягких спектров нейтронов, например, сборки БР-I, для которых энергия нейтронов, поглощенных в фантоме, значительно меньше энергии захватного γ -излучения. Отношение $\bar{D}_{\gamma}^d / \bar{D}_{np}^d$ велико также для техборок, у которых велико отношение экспозиционных доз γ -излучения и нейтронов (сборка 3). Для жестких спектров отношение $\bar{D}_{\gamma}^d / \bar{D}_{np}^d$ сравнимо или меньше единицы (сборка 6). Отсюда следует, что в ряде случаев определяющим исход лучевого поражения является γ -излучение.

Как известно, исход острой лучевой болезни при облучении дозой до 600 рад определяется поражением костного мозга. Поэтому интересно сравнить дозы в костном мозге со средними дозами во всем теле. В работе [67] провели расчеты средней дозы в костном мозге для моноэнергетических нейтронов, используя расчетные данные [30] по распределению поглощенных доз нейтронов внутри тканеэквивалентной пластины. Расчеты выполнены для трех условий облучения - спереди, сзади и равномерно с обеих сторон. В зависимости от условий облучения

и энергии нейтронов средняя доза нейтронов в костном мозге составляет $0,25 \pm 0,7$ от условной поверхностной дозы.

Таблица 18

Значения параметров облучения для разных сборок

Номер сборки	$R, \text{м}$	$\frac{\overline{D}_{np}^d}{D_{np}^{cs}}$	$\frac{\overline{D}_r^{md}}{D_r^{cs}}$	$\frac{\overline{D}_r^d}{D_r^{cs}}$	$\frac{\overline{D}_r^{cl}}{D_{np}^d}$
2	1,2	0,276	2,94	1,41	5,05
	2,1	0,262	1,67	0,97	4,88
	2,3	0,313	1,92	1,12	7,10
	5,0	0,446	1,33	1,06	7,45
3	0,51	0,336	1,58	0,81	7,45
	3,70	-	1,04	0,72	-
4а	0,79	0,390	1,41	0,835	1,33
5	1,15	-	1,18	-	-
6	0,86	0,279	1,86	1,09	0,86
7	100	0,284	1,00	0,53	2,08
Среднее		$0,32^{+40\%}_{-20\%}$	-	$0,95^{+48\%}_{-44\%}$	-

Примечание. В последней строке в процентах даны максимальные отклонения от среднего. Средние арифметические отклонения будут соответственно равны $\pm 16\%$ и $\pm 21\%$.

Для сборки 9 и 10 отношение средней дозы заряженных частиц в костном мозге к соответствующей условной поверхностной дозе $\overline{D}_{np}^m / D_{np}^{cs}$ равно:

для сборки 9 - 0,29; 0,58 и 0,44;

для сборки 10 - 0,25; 0,51 и 0,38

при облучении спереди, сзади и равномерно с обеих сторон.

Эти значения для $1^{\text{го}}$ и $3^{\text{го}}$ условий облучения в пределах отклонений согласуются со средним значением в теле $\bar{D}_{кр}^d / \bar{D}_{кр}^{cs} = 0,32$, данным в таблице 18. Однако при облучении сзади различие $\bar{D}_{кр}^d / \bar{D}_{кр}^{cs}$ и $\bar{D}_{кр}^d / \bar{D}_{кр}^{cs}$ существенно. При изотропном и боковом облучении $\bar{D}_{кр}^d / \bar{D}_{кр}^{cs}$ не будет заметно отличаться от 0,32.

Учитывая, что при облучении сзади средняя доза в желудочно-кишечном тракте будет значительно снижена из-за ослабления в теле потока нейтронов, по сравнению с аналогичной дозой при облучении спереди, средняя доза в теле, возможно, будет лучше отражать исход лучевой болезни, чем средняя доза в костном мозге. Однако для доказательства этого требуются дополнительные исследования.

7. АКТИВАЦИЯ НАТРИЯ В ФАНТОМАХ

В случае отсутствия индивидуального дозиметра нейтронов у человека, попавшего в аварию, метод оценки условной поверхностной дозы заряженных частиц $D_{кр}^{cs}$ по активности натрия в теле является основным методом.

Поэтому исследованию этого метода посвящено значительное число работ. Для данного углового и энергетического распределения нейтронов имеется однозначная зависимость между $D_{кр}^{cs}$ и активностью натрия в крови или во всем теле. Содержание натрия в крови и ее сыворотке практически не зависит от возраста, пола и размеров человека, в то время как по данным авторов [49, 53, 54] имеется существенное отличие в содержании натрия во всем теле от принятого МКРЗ.

В таблице 19 представлено содержание натрия во всем теле, крови и сыворотке крови по данным разных авторов. Как видно из таблицы 19, количество натрия во всем теле по данным работ [49, 53] в 1,4 раза меньше значения, рекомендованного МКРЗ [55]. Поэтому более точной будет оценка дозы по активности крови, а не по активности всего тела. Натрий в теле находится в соединении с хлором как $NaCl$. Активность хлора при кратковременном облучении в 4 раза больше, чем натрия.

Однако поскольку период полураспада Cl^{37} равен 37,3 мин, а Na^{24} — 15 часов, спустя 4 часа активностью хлора можно пренебречь. Биологический период полувыведения натрия около 11 дней, поэтому спустя 4 часа можно пренебречь поправкой на выделение натрия из организма.

Таблица 19

Содержание натрия во всем теле, крови и сыворотке крови

Количество натрия во всем теле стандартного человека, г	Среднее содержание натрия во всем теле, мг Na^{23}/cm^3	Содержание натрия в крови, мг Na^{23}/cm^3	Содержание натрия в сыворотке крови, мг Na^{23}/cm^3	Ссылка
105	1,5	1,91	3,17	[55,56]
-	-	1,903	-	[4]
74-80	1,06-1,14	-	-	[54]
75	1,07	1,9	3,2	[49]
75 ±5	1,07±0,07	-	-	[53]
Рекомендуемое	-	1,91	3,17	

Примечание. Содержание натрия в мягкой ткани, согласно [4], равно $1,57 \text{ мг}/\text{см}^3$.

В таблице 20 даны значения удельной активности натрия в фантоме на единичный поток падающих нейтронов $a_0 / \Phi_n^a \left(\frac{\text{микрои. см}^2}{\text{мг } Na^{23} \text{ нейтр.}} \right)$ и на $I_{\text{рад}}$ условной поверхностной дозы зараженных частиц $a_0 / D_{\text{пр}}^{cs} \left(\frac{\text{микрои.}}{\text{мг } Na^{23} \text{ рад}} \right)$. Из таблицы следует, что величина a_0 / Φ_n^a слабо зависит от типа сборки. Среднеарифметическое отклонение от среднего значения $a_0 / \Phi_n^a = 3,20 \cdot 10^{-15} \left(\frac{\text{микрои. см}^2}{\text{мг } Na^{23} \text{ нейтр.}} \right)$ составляет ±27%, а максимальные отклонения - +68%, -47%.

Значение $a_0 / \Phi_n^a = 3,1 \cdot 10^{-15} \left(\frac{\text{микрои. см}^2}{\text{мг } Na^{23} \text{ нейтр.}} \right)$, предложенное Devy [57], находится в хорошем согласии со средним значением, данным в таблице 20.

Различие в значениях a_0 / Φ_n^a для разныхборок обусловлено в основном ошибками в измерении активности натрия в фантоме (20-25%), а также тем, что спектры нейтронов отличаются друг от друга для этихборок. Так как вероятность захвата нейтронов в фантоме зависит от их энергии [25], для разныхспектров величина a_0 / Φ_n^a будет различной.

На рис. 23 представлена величина ν как функция энергии нейтронов E для цилиндрического фантома диаметром 30 см (данные работы [25]). Как видно

Таблица 20

Значение a_0 / Φ_n^a и a_0 / D_{np}^{cs} для различных сборок

Номер сборки	$R, м$	$\frac{a_0}{\Phi_n^a}, \frac{\text{мкюри} \cdot \text{см}^2}{\text{мг Na}^{23} \cdot \text{нейтр}} \times 10^{-15}$	$\frac{a_0}{D_{np}^{cs}}, \frac{\text{мкюри}}{\text{мг Na}^{23} \cdot \text{рад}} \times 10^{-6}$
2	1,2	2,64	9,80
	2,3	3,82	18,3
3	0,5I	2,95	2,88
	3,7	1,91	3,02
8	-	3,94	1,60
9	-	3,31	1,82
10	-	2,20	7,90
IIa	5	2,48	1,78
IIб	5	3,98	5,64
I2a	3	4,48	2,62
I2б	3	3,05	3,10
I2в	3	5,38	3,48
15	-	1,66	3,97
18	-	3,36	2,02
19	-	2,49	7,95
20	-	4,38	1,42
21 [58] (емкость с раствором плутония, авария в Ханфорде)	-	-	3,67
22 [51] SAPHIR (плавающий реактор, мощн. I Мвт)	-	2,08	-
Среднее		3,20 \pm 27% +68% -47%	-

из рис. 23, γ меняется в зависимости от энергии нейтронов от $\sim 0,2$ до $\sim 0,5$, т.е. в 2,5 раза. Отсюда следует, что вероятность захвата γ , усредненная по спектру, будет зависеть от формы спектра.

Если известна относительная доля тепловых, промежуточных и быстрых нейтронов (например, с помощью зонных или индивидуальных дозиметров), общий поток нейтронов может быть определен с большей точностью, т.к. вариации γ в зависимости от E для этих групп нейтронов значительно меньше, чем для всего спектра.

В этом случае

$$\frac{a_0}{\Phi_n^a} = \frac{a_{ot}}{\Phi_{nt}^a} \cdot f_{nt}^a + \frac{a_{oi}}{\Phi_{ni}^a} \cdot f_{ni}^a + \frac{a_{of}}{\Phi_{nf}^a} \cdot f_{nf}^a, \quad (16)$$

где f_{nt}^a , f_{ni}^a и f_{nf}^a — доля тепловых, промежуточных и быстрых нейтронов в общем потоке;

$\frac{a_{ot}}{\Phi_{nt}^a}$, $\frac{a_{oi}}{\Phi_{ni}^a}$ и $\frac{a_{of}}{\Phi_{nf}^a}$ — удельная активность натрия на единицу потока тепловых, промежуточных и быстрых нейтронов соответственно.

В таблице 2I даны значения $\frac{a_{ot}}{\Phi_{nt}^a}$, $\frac{a_{oi}}{\Phi_{ni}^a}$ и $\frac{a_{of}}{\Phi_{nf}^a}$ по данным разных авторов.

Таблица 2I

Ссылка	Значения $\frac{a_{ot}}{\Phi_{nt}^a}$, $\frac{a_{oi}}{\Phi_{ni}^a}$ и $\frac{a_{of}}{\Phi_{nf}^a}$ ($\frac{\text{микрои. см}^2}{\text{мг Na}^{23} \cdot \text{нейтр}} \times 10^{-15}$)		
	a_{ot} / Φ_{nt}^a	a_{oi} / Φ_{ni}^a	a_{of} / Φ_{nf}^a
[5I]	1,47	2,18	3,2I
[49]	1,84	3,26	3,69
[56]	-	-	3,79
[32]	1,60	2,90	4,10
Среднее	1,64 \pm 9%	2,78 \pm 14%	3,70 \pm 8%

Примечание. Ошибки, указанные в последней строке, являются среднеарифметическими.

Из таблицы 2I следует, что наибольшие значения a_0/Φ_n^a имеют место для быстрых нейтронов, что вполне согласуется с данными рис. 24. Среднее значение

ние $a_0 / \Phi_n^a = 3,2 \cdot 10^{-15}$ ($\frac{\text{мккюри} \cdot \text{см}^2}{\text{мл Na}^{23} \cdot \text{нейтр.}}$) (см. таблицу 20) находятся по-
 середине между значениями a_{0i} / Φ_{ni}^a и a_{0f} / Φ_{nf}^a .

Из таблицы 21 и рис. 24 также следует, что величина a_0 / Φ_n^a для сбо-
 рок I2а и I2в, по-видимому, является завышенной. Так как для ряда сборок до-
 ля тепловых, промежуточных и быстрых нейтронов в общем потоке известна (см.
 таблицу 4), интересно сравнить экспериментальные значения a_0 / Φ_n^a , пред-
 ставленные в таблице 20 со значениями, рассчитанными по формуле (16), исполь-
 зуя данные таблицы 21. В таблице 22 представлены результаты такого сравнения.

Таблица 22

Экспериментальные и расчетные значения

$$a_0 / \Phi_n^a \left(\frac{\text{мккюри} \cdot \text{см}^2}{\text{мл Na}^{23} \cdot \text{нейтр.}} \times 10^{-15} \right)$$

Номер сборки	$R, \text{м}$	a_0 / Φ_n^a (эксперимент)	a_0 / Φ_n^a (расчет)	$\frac{(a_0 / \Phi_n^a)_{\text{расч.}} - (a_0 / \Phi_n^a)_{\text{экс.}}}{(a_0 / \Phi_n^a)_{\text{расч.}}} \cdot 100\%$
3	0,5I	2,5I	2,95	+17
	3,7	2,28	1,9I	-16
9	-	2,69	3,3I	+23
IIa	5	2,69	2,48	- 8
IIб	5	2,40	3,98	+66
I2а	3	2,99	4,48	+50
I2б	3	2,37	3,05	+29
I2в	3	2,85	5,38	+89
I8	-	2,86	3,36	+17
I9	-	2,12	2,44	+17
20	-	2,80	4,38	+56
Среднее		2,60	3,40	+30

Как видно из таблицы 22, отличие между расчетными и экспериментальными
 значениями a_0 / Φ_n^a весьма значительно, в среднем равно +30%.

Это можно объяснить следующим образом.

Значения $a_{ot}/\bar{\Phi}_{nt}^a$, $a_{oi}/\bar{\Phi}_{ni}^a$ и $a_{of}/\bar{\Phi}_{nf}^a$, данные в работе [51], получены из исследования нейтронов, имеющих угловое распределение в воде вокруг плавающего реактора, существенно отличное от распределения в воздухе для других сборок. Поэтому, как это будет видно из дальнейшего, эти значения занижены и соответственно занижены средние значения указанных величин, приведенных в таблице 21. По-видимому, точнее использовать данные работы [32], полученные для направленного потока нейтронов. Это приведет к уменьшению, правда небольшому, различия экспериментальных и расчетных величин $a_o/\bar{\Phi}_n^a$.

Во-вторых, экспериментальные значения $a_o/\bar{\Phi}_n^a$ для сборок IIб, I2а, I2в и 20 являются явно завышенными, как это следует из рис. 24.

И, наконец, величина V в области промежуточных энергий до сих пор не определена экспериментально и, возможно, занижена.

Учитывая все вышесказанное, значение $a_o/\bar{\Phi}_n^a$, равное $3,20 \cdot 10^{-15} \left(\frac{\text{мккерри} \cdot \text{см}^2}{\text{мг Na}^{23} \text{ Нейтр}} \right)$, является наиболее приемлемым для практических целей. Использование формулы (16) для учета спектрального распределения нейтронов не приведет к большей точности в определении $a_o/\bar{\Phi}_n^a$ из-за неточности констант $a_{ot}/\bar{\Phi}_{nt}^a$, $a_{oi}/\bar{\Phi}_{ni}^a$ и $a_{of}/\bar{\Phi}_{nf}^a$ и из-за значительных ошибок в определении потока нейтронов.

Величина a_o/D_{np}^{cs} варьирует от сборки к сборке в значительно большей степени, чем $a_o/\bar{\Phi}_n^a$. Для мягких и промежуточных спектров значения a_o/D_{np}^{cs} в 5-10 раз больше, чем для жестких спектров. Чтобы понять такую большую зависимость величины a_o/D_{np}^{cs} от жесткости спектра, представим a_o/D_{np}^{cs} в виде $a_o/\bar{\Phi}_n^a \cdot \left(\frac{D_{np}^{cs}}{\bar{\Phi}_n^a} \right)$. Как следует из таблицы 20, $a_o/\bar{\Phi}_n^a$ мало зависит от жесткости спектра, в то время как значения $D_{np}^{cs}/\bar{\Phi}_n^a$ много меньше для тепловых и промежуточных нейтронов (см. рис. 22) и соответственно для мягких спектров, чем для быстрых нейтронов и жестких спектров. Этим объясняется значительная зависимость величины a_o/D_{np}^{cs} от жесткости спектра.

Отсюда следует, что при оценке доз D_{np}^{cs} по активности натрия в теле человека могут быть допущены очень большие ошибки, если не известен спектр нейтронов в районе расположения человека, попавшего в аварию.

Однако значения a_o/D_{np}^{cs} , данные в таблице 20, можно разбить на две

группы: группу мягких и промежуточных спектров (сборки 2, 10, 11б и 19) и группу относительно жестких спектров (остальные сборки). Средние значения

$a_0 / \mathcal{D}_{np}^{cs}$ для этих двух групп равны соответственно $8,9 \cdot 10^{-6}$ и $2,6 \cdot 10^{-6} \frac{\text{мккюри}}{\text{мг Na}^{23} \cdot \text{рад}}$ со среднеарифметической ошибкой $\pm 29\%$. Величина $a_0 / \mathcal{D}_{np}^{cs}$ может быть вычислена по формуле:

$$\frac{a_0}{\mathcal{D}_{np}^{cs}} = \left(\frac{a_0}{\Phi_n^a} \right)_{\text{эксп.}} \cdot \frac{1}{d_{nt}^{cs} \cdot f_{nt} + d_{ni}^{cs} \cdot f_{ni} + d_{nf}^{cs} \cdot f_{nf}}, \quad (17)$$

где d_{nt}^{cs} , d_{ni}^{cs} и d_{nf}^{cs} - удельные условные поверхностные дозы заряженных частиц, обусловленные тепловыми, промежуточными и быстрыми нейтронами;

$$\left(\frac{a_0}{\Phi_n^a} \right) = 3,2 \cdot 10^{-15} \frac{\text{мккюри}}{\text{мг Na}^{23} \cdot \text{нейтр.}} - \text{среднее значение, данное в табл. 20.}$$

Согласно [25],

$$d_{nt}^{cs} = 0,063 \cdot 10^{-9} \frac{\text{рад} \cdot \text{см}^2}{\text{нейтр.}}, \quad d_{ni}^{cs} = 0,356 \cdot 10^{-9} \frac{\text{рад} \cdot \text{см}^2}{\text{нейтр.}} \quad \text{и} \quad d_{nf}^{cs} = 3,62 \cdot 10^{-9} \frac{\text{рад} \cdot \text{см}^2}{\text{нейтр.}}$$

В таблице 23 даны значения $a_0 / \mathcal{D}_{np}^{cs}$, рассчитанные по формуле (17) и экспериментальные значения $a_0 / \mathcal{D}_{np}^{cs}$, взятые из таблицы 20. Расчеты выполнены для двух вариантов. В первом случае (столбец 4) в формулу (17) подставлялось среднее для всехборок значение a_0 / Φ_n^a , во втором (столбец 5) - частные значения для соответствующихборок.

Относительные потоки f_{nt} , f_{ni} и f_{nf} взяты из таблицы 4.

Из таблицы 23 видно, что различия между экспериментальными и расчетными значениями $a_0 / \mathcal{D}_{np}^{cs}$ (для варианта I), кроме трехборок (3, IIa, 20), невелико и не превышает 20%. Значительное отличие для этих трехборок, по-видимому, связано с отличием углового распределения реального потока от направленного, что не учитывается в расчетах, а также с возможными экспериментальными ошибками. Неменьшие различия между экспериментальными и расчетными значениями наблюдаются и для второго варианта. В этом случае различие можно объяснить следующим образом. Значения d_{nf}^{cs} , d_{ni}^{cs} и d_{nt}^{cs} вычислены для элементарных спектров: деления $_{L}$ типа $\sim 1/E$ и для тепловых нейтронов. Реальные спектры, как правило, трудно представить в виде суперпозиции этих элементарных спектров. Поэтому для реальных спектров значения d_{nf}^{cs} и d_{ni}^{cs} могут отличаться от принятых в расчетах [25]. В противном случае в пределах ошибок экспериментальные и расчетные значения $a_0 / \mathcal{D}_{np}^{cs}$ для варианта II должны совпадать. Этот фактор безусловно также вносит погрешность в

Таблица 23

Экспериментальные и расчетные значения a_0/D_{np}^{cs} ($\frac{\mu\text{кюри}}{\text{мл Na}^{23}\text{.раф}} \times 10^{-6}$)

$$(d_{nt}^{cs} = 0,063 \cdot 10^{-9} \frac{\text{рад.см}^2}{\text{нейтр.}}; d_{ni}^{cs} = 0,356 \cdot 10^{-9} \frac{\text{рад.см}^2}{\text{нейтр.}}; d_{nf}^{cs} = 3,62 \cdot 10^{-9} \frac{\text{рад.см}^2}{\text{нейтр.}})$$

Номер сборки	R, м	a_0/D_{np}^{cs} (экспер.)	a_0/D_{np}^{cs} (расчет, вариант I)	a_0/D_{np}^{cs} (расчет, вариант II)	$\frac{(a_0/D_{np}^{cs})_2 - (a_0/D_{np}^{cs})_1}{(a_0/D_{np}^{cs})_1} \cdot 100\%$	$\frac{(a_0/D_{np}^{cs})_2 - (a_0/D_{np}^{cs})_p}{(a_0/D_{np}^{cs})_2} \cdot 100\%$
					(вариант I)	(вариант II)
3	0,51	2,88	3,32	3,07	-15	-6,6
	3,7	3,02	7,66	4,58	-120	-52
9	-	1,82	2,18	2,25	-20	-24
IIa	5	1,78	3,27	2,50	-84	-40
IIб	5	5,64	6,34	7,88	-12,5	-40
I2a	3	2,62	2,27	3,18	+13	-21
I2б	3	3,10	3,56	3,41	-15	-10
I2в	3	3,48	3,58	6,04	-29	-74
I8	-	2,02	1,92	2,02	+5	0
I9	-	7,95	10,4	7,94	-26	0

расчету варианта I. Интересно отметить, что расчетные значения, как правило, всегда выше экспериментальных, что связано с тем, что только нейтроны с энергией больше 1,5 Мэв считаются в экспериментах быстрыми, в то время как значение d_{nf}^{cs} дано для нейтронов всего спектра деления. Отсюда следует, что при расчетах необходимо использовать более высокие значения d_{nf}^{cs} и d_{ni}^{cs}

Методом численного интегрирования была рассчитана удельная доза по формуле

$$d_{nf}^{cs} = \frac{1}{\Phi_{nf}^a} \int_{1,5 \text{ Мэв}}^{10 \text{ Мэв}} \Phi_{nf}^a(E_n) \cdot d_{nf}^{cs}(E_n) dE_n, \quad (18)$$

где Φ_{nf}^a - поток быстрых нейтронов с энергией $E_n > 1,5$ Мэв, падающих нормально на поверхность фантома вдоль малой оси;

$\Phi_{nf}^a(E)$ - поток быстрых нейтронов спектра деления с энергией E_n (групповые значения взяты из [59]);

$d_{nf}^{cs}(E)$ - удельная доза нейтронов с энергией E_n (значения взяты из кривой рис. 22).

Вычисленное значение $d_{nf}^{cs} = 3,73 \cdot 10^{-9} \frac{\text{рад. см}^2}{\text{нейтр}}$. Величина d_{ni}^{cs} была рассчитана следующим образом.

Формулу (17) можно представить в следующем виде:

$$\left(\frac{a_0}{\Phi_{nf}^a} \right) / \left(\frac{a_0}{D_{kr}^{cs}} \right) - (d_{nt}^{cs} \cdot f_{nt} + d_{nf}^{cs} \cdot f_{nf}) = d_{ni}^{cs} \cdot f_{ni}. \quad (19)$$

Заменяя левую часть равенства через y_j , f_{ki} - через x и d_{ni}^{cs} - через a , где j - номер значения a_0 / D_{kr}^{cs} в таблице 23 (считая сверху вниз), получим систему из 10 уравнений:

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= a x_1, \\ y_2 &= a x_2, \\ \dots &\dots \dots \\ y_n &= a x_{10}, \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

в которой значения y_j и x_j являются известными, т.к. величины, входящие в них или заменяющие их, даны в таблицах 4 и 20, принимая во внимание, что

$d_{nt}^{cs} = 0,063 \cdot 10^{-9} \frac{\text{рад. см}^2}{\text{нейтр}}$ и $d_{nf}^{cs} = 3,73 \cdot 10^{-9} \frac{\text{рад. см}^2}{\text{нейтр}}$. Значение $a = d_{ni}^{cs}$, вычисленное методом наименьших квадратов из системы уравнений (20), равно $0,790 \cdot 10^{-9} \frac{\text{рад. см}^2}{\text{нейтр}}$.

В таблице 24 представлены экспериментальные и расчетные значения величины $a_0 / \mathcal{D}_{np}^{cs}$. Расчет производили по формуле (17) так же, как и ранее, используя вычисленные значения d_{ni}^{cs} и d_{nf}^{cs} .

Как видно из таблицы, различия между экспериментальными и расчетными значениями значительно меньше, чем в таблице 23, особенно для варианта II, для которого эти различия находятся в пределах ошибок. Для варианта I совпадения значений хуже, особенно для сборок 3 и IIa, и связано с тем, что величина a_0 / Φ_n^a существенно отличается от $3,2 \cdot 10^{-15} \frac{\text{мккюри} \cdot \text{см}^2}{\text{кг} \cdot \text{г} \cdot \text{сектор}}$, принятого в расчетах. Однако с удовлетворительной точностью, используя это значение a_0 / Φ_n^a , можно определить дозу \mathcal{D}_{np}^{cs} , если известна активность натрия в теле человека.

Определить дозу \mathcal{D}_{np}^{cs} , используя расчет по варианту II, возможно, если известен поток тепловых, промежуточных и быстрых нейтронов. А в этом случае нет необходимости знать активность натрия в крови.

Поток нейтронов Φ_n^a и поверхностную дозу \mathcal{D}_{np}^{cs} во время аварийного облучения можно определить с точностью примерно $\pm 30\%$ по следующим формулам:

$$\Phi_n^a = a_0 / d, \quad (21)$$

$$\mathcal{D}_{np}^{cs} = a_0 / \beta, \quad (22)$$

если известна, к какой группе относится спектр

$$\mathcal{D}_{np}^{cs} = \frac{a_0}{\alpha} [d_{nt}^{cs} f_{nt} + d_{ni}^{cs} f_{ni} + d_{nf}^{cs} f_{nf}] \quad (23)$$

для любого спектра, где $d = a_0 / \Phi_n^a$, $\beta = a_0 / \mathcal{D}_{np}^{cs}$ - заранее известные параметры.

В таблице 25 приведены значения d , β , d_{nt}^{cs} , d_{ni}^{cs} и d_{nf}^{cs} , полученные автором из анализа литературных данных и расчетов, приведенных выше. Значения величин d и β , приведенные в таблице 25, справедливы при равномерном облучении человека, стоящего грудью к источнику нейтронов.

В реальных условиях человек может облучаться в любом положении. Поэтому необходимо учитывать его ориентацию относительно потока нейтронов.

Таблица 24

Экспериментальные и расчетные значения $a_0/D_{np}^{cs} \left(\frac{\text{мкКюри}}{\text{мг Na}^{23} \text{ рад}} \times 10^{-6} \right)$

$$\left(d_{kt}^{cs} = 0,06310 \frac{-9 \text{ рад. см}^2}{\text{Нейтрон}}; d_{ki}^{cs} = 0,720 \cdot 10^{-9} \frac{\text{рад. см}^2}{\text{Нейтрон}}; d_{nf}^{cs} = 3,73 \cdot 10^{-9} \frac{\text{рад. см}^2}{\text{Нейтрон}} \right)$$

Номер сборки	R, м	a_0/D_{np}^{cs}	a_0/D_{np}^{cs}	a_0/D_{np}^{cs}	$\frac{(a_0/D_{np}^{cs})_z - (a_0/D_{np}^{cs})_p}{(a_0/D_{np}^{cs})_z} \%$	$\frac{(a_0/D_{np}^{cs})_z - (a_0/D_{np}^{cs})_p}{(a_0/D_{np}^{cs})_z} \%$
		(экспер.)	(расчет, вариант I)	(расчет, вариант II)	(вариант I)	(вариант II)
3	0,5I	2,88	2,76	2,54	+ 4	+12
	3,7	3,02	5,04	3,0I	-67	0
9	-	1,82	1,94	2,0I	- 7	-10
IIa	5	1,78	2,56	1,99	-44	-12
IIб	5	5,68	4,30	5,34	+24	+ 5
I2a	3	2,62	1,86	2,6I	+29	0
I2б	3	3,10	3,03	2,89	+ 2	+ 7
I2в	3	3,48	2,58	4,35	+26	-25
I8	-	2,02	1,70	1,79	+16	+11
I9	-	7,95	6,67	5,18	+16	+35

Значения $\alpha, \beta, dnt^{cs}, dni^{cs}$ и $dntf^{cs}$

Параметр Тип спектра	$\alpha,$ $\frac{\text{микроки. см}^2 \cdot 10^{-15}}{\text{мг Na}^{23} \cdot \text{нейтр}}$	$\beta,$ $\frac{\text{микроки}}{\text{мг Na}^{23} \cdot \text{рад}} \cdot 10^{-6}$	$dnt,$ $\frac{\text{рад. см}^2}{\text{нейтр}} \cdot 10^{-9}$	$dni,$ $\frac{\text{рад. см}^2}{\text{нейтр}} \cdot 10^{-9}$	$dntf,$ $\frac{\text{рад. см}^2}{\text{нейтр}} \cdot 10^{-9}$
Мягкие и промежуточные (сборки 2, 10, 11б и 19)	-	8,9	-	-	-
Относительно жесткие (все остальные сбор- ки)	-	2,6	-	-	-
Любой тип спектра	3,20	-	0,063	0,780	3,73

Авторы работ [25, 49, 53, 58, 61 - 63] измеряли активность натрия для двух положений эллиптического фантома относительно падающего потока:

а) "грудь" - "спина", б) "бок" - "бок", которые являются крайними, когда направление потока нейтронов перпендикулярно к оси Z фантома ("голова" - "ноги"). В таблице 26 приведено отношение активности натрия для двух положений по данным указанных выше работ. Как видно из таблицы, это отношение изменяется от 1,10 до 1,62, в среднем равно 1,34, по данным работы [63] - 1,49.

Различие в активности натрия в эллиптическом фантоме для двух его положений связано с тем, что число нейтронов, падающих на фантом, пропорционально проекции фантома на плоскость, перпендикулярную к направлению потока нейтронов. Для доказательства этого представим себе торс тела человека в виде эллиптического цилиндра высотой $h = 60$ см, с малой и большой полуосями эллиптического сечения $b = 12$ см и $c = 18$ см, практически совпадающего по размерам с торсом "стандартного" человека.

Пусть нейтроны падают параллельно основанию цилиндра под углом φ к малой оси эллиптического сечения.

Отношение $\frac{a_0 (\text{"грудь"} - \text{"спина"})}{a_0 (\text{"бок"} - \text{"бок"})}$

Тип спектра или номер сборки	$\frac{a_0 (\text{"грудь"} - \text{"спина"})}{a_0 (\text{"бок"} - \text{"бок"})}$	Ссылка
-	1,40	[25]
Мягкий	1,10	[49]
Жесткий	1,30	[49]
I8	1,43	[53]
I9	1,20	[53]
-	1,30	[58]
-	1,25	[61]
I2a	1,62	[63]
I2б	1,38	[63]
I2в	1,43	[63]
Среднее	1,34	-

где N - число нейтронов, падающих на тело человека, равно

$$\Phi_n^a \cdot \frac{2vc \cdot k}{\sqrt{c^2 \sin^2 \varphi + v^2 \cos^2 \varphi}}$$

Если предположить, что вероятность захвата нейтронов V не зависит от угла падения, то активность натрия тела человека

$$A(\varphi) = k \cdot V \cdot \Phi_n^a \cdot \frac{2vc \cdot k}{\sqrt{c^2 \sin^2 \varphi + v^2 \cos^2 \varphi}}, \quad (24)$$

где k - постоянный коэффициент.

Отсюда отношение активности натрия (A_{sp}) при облучении спереди ($\varphi=0$)

к активности натрия (25) при облучении сбоку ($\varphi = 90^\circ$) одним и тем же потоком нейтронов

$$\frac{A_{\text{сф}}}{A_{\text{сб}}} = \frac{c}{b} = 1,5, \quad (25)$$

что вполне согласуется с табличными данными, особенно данными [63].

Для человека отношение проекций на плоскость, перпендикулярную к потоку нейтронов, при облучении спереди и сбоку будет отличаться от аналогичного отношения для эллиптического цилиндра. Согласно [62], площади проекций при облучении спереди и сбоку равны соответственно $5 \cdot 10^3 \text{ см}^2$ и $3 \cdot 10^3 \text{ см}^2$, а их отношение - 1,67. Поэтому, если по-прежнему считать, что малая полуось $b = 12 \text{ см}$ для эллиптического цилиндра, то большая полуось c для фантома, моделирующего тело человека, должна быть равна 20 см.

Таким образом, радиоактивность натрия в теле в зависимости от ориентации человека относительно направления потока нейтронов может отличаться в 1,5-1,67 раз.

Максимальное различие в активности натрия имеет место для двух направлений падения нейтронов: перпендикулярном к фронтальной поверхности ("грудь") и параллельном оси эллиптического цилиндра. Отношение активностей натрия для этих двух случаев примерно равно отношению площадей $S_{\text{ф}} = 2ck$ и $S_{\text{з}} = \pi bc$, т.е.

$$\frac{A_{\text{сф}}}{A_{\text{оз}}} \cong \frac{2ck}{\pi bc} = \frac{2k}{\pi b} \cong 3,2, \quad (26)$$

где $A_{\text{з}}$ - активность натрия в эллиптическом цилиндре при падении нейтронов вдоль его оси.

Если учесть наряду с торсом другие части тела, отношение $A_{\text{сф}}/A_{\text{оз}}$ будет еще больше. Этот случай имеет место, когда человек в момент аварии стоит на сборке. Следует также иметь в виду, что при косом падении нейтронов на тело человека альбеда выше и соответственно вероятность захвата нейтронов меньше, чем при нормальном падении, что также уменьшает активность натрия.

Все эти факторы могут в ряде случаев существенно увеличить ошибку в определении потока нейтронов.

Если пучок нейтронов падает на поверхность тела перпендикулярно оси (направление "голова" - "ноги"), то из формулы (24) следует, что

$$\left(\frac{A_0}{\Phi_n^a}\right)_\varphi = \left(\frac{A_0}{\Phi_n^a}\right)_0 \cdot \frac{b}{\sqrt{c^2 \sin^2 \varphi + b^2 \cos^2 \varphi}}, \quad (27)$$

где $\left(\frac{A_0}{\Phi_n^a}\right)_0$ и $\left(\frac{A_0}{\Phi_n^a}\right)_\varphi$ - удельная активность натрия на единичный поток нейтронов при нормальном ($\varphi = 0$) и косом (под углом φ) падении нейтрон на фантом.

Подставляя среднее значение $\left(\frac{A_0}{\Phi_n^a}\right)_0$ из таблицы 20, равное $3,2 \cdot 10^{-15} \frac{\text{микрои. см}^2}{\text{мг Na}^{23} \cdot \text{нейтр}}$, и значения $c = 18$ см и $b = 12$ см в формулу (27), получим, что

$$\left(\frac{A_0}{\Phi_n^a}\right)_\varphi = 3,20 \cdot 10^{-15} \frac{1}{\sqrt{2,25 \cdot \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi}} \frac{\text{микрои. см}^2}{\text{мг Na}^{23} \cdot \text{нейтр}}. \quad (28)$$

$\left(\frac{A_0}{D_{np}^{cs}}\right)_\varphi$ можно представить как произведение $\left(\frac{A_0}{\Phi_n^a}\right)_\varphi \cdot \frac{1}{(D_{np}^{cs}/\Phi_n^a)_\varphi}$. Так как $(D_{np}^{cs}/\Phi_n^a)_\varphi$ практически не зависит от угла φ [33], то $(D_{np}^{cs}/\Phi_n^a)_\varphi \approx (D_{np}^{cs}/\Phi_n^a)_0$ и

$$\left(\frac{A_0}{D_{np}^{cs}}\right)_\varphi = \left(\frac{A_0}{D_{np}^{cs}}\right)_{\varphi=0} \cdot \frac{1}{\sqrt{2,25 \cdot \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi}} \frac{\text{микрои. см}^2}{\text{мг Na}^{23} \cdot \text{рад}}. \quad (29)$$

Аналогичная зависимость может быть получена и для средней дозы заряженных частиц.

Действительно, энергия нейтронов, поглощенная в эллиптическом фантоме, равна

$$E_{\text{пол.}}(\varphi) = \Phi_n^a \int n(E) \cdot V'(E) E dE \cdot \frac{2bc\hbar}{\sqrt{c^2 \sin^2 \varphi + b^2 \cos^2 \varphi}}, \quad (30)$$

где $n(E)$ - распределение нейтронов по энергии, причем $\int n(E) dE = 1$; $V'(E)$ - доля энергии E нейтронов, поглощенная в фантоме.

Предполагая, что $V'(E) = \text{const}$ и не зависит от энергии (это, по-видимому, близко к истине, поскольку альbedo нейтронов мало зависит от энергии [33]), а также угла φ , получим

$$E_{\text{пол.}}(\varphi) = \Phi_n^a V' \bar{E} \cdot \frac{2bc\hbar}{\sqrt{c^2 \sin^2 \varphi + b^2 \cos^2 \varphi}}, \quad (31)$$

где $\bar{E} = \int n(E) E dE$ - средняя энергия нейтронов.

Отсюда следует, что

$$\bar{D}_{np}^d(\varphi) = \bar{D}_{np}^d(\varphi=0) \cdot \frac{1}{\sqrt{2,25 \cdot \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi}} \quad (32)$$

Интересно отметить, что отношение (a_0 / \bar{D}_{np}^d) не зависит от угла φ . Действительно, из формул (27) и (31) вытекает, что

$$\begin{aligned} \left(\frac{a_0}{\bar{D}_{np}^d} \right)_{\varphi} &= \frac{a_0(\varphi)}{(E_{\text{пол.}} / V \cdot \rho) \cdot 1,6 \cdot 10^{-8}} = \frac{a_0(\varphi) \cdot \pi \cdot \theta \cdot \rho}{E_{\text{пол.}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-8}} = \\ &= 6,25 \cdot 10^7 \left(\frac{a_0}{\Phi_n^a} \right)_0 \cdot \frac{\pi \cdot \theta \cdot \rho}{2 V E} \end{aligned} \quad (33)$$

где ρ - плотность вещества, равная для ткани I $\frac{\text{г}}{\text{см}^3}$; $1,6 \cdot 10^{-8}$ - коэффициент перевода Мэв в рад, $\frac{\text{рад} \cdot \text{г}}{\text{Мэв}}$.

Считая $V' \approx 0,9$ [28], $\left(\frac{a_0}{\Phi_n^a} \right)_0 = 3,2 \cdot 10^{-15} \frac{\text{мккюри} \cdot \text{см}^2}{\text{г} \cdot \text{Na}^{23} \cdot \text{нейтр}}$, $\theta = 12$ см, получим, что

$$\frac{a_0}{\bar{D}_{np}^d} = 4,18 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{1}{E} \frac{\text{мккюри}}{\text{г} \cdot \text{Na}^{23} \cdot \text{рад}} \quad (34)$$

Из формулы (34) легко определить среднюю дозу заряженных частиц, если известна средняя энергия нейтронов, падающих на фантом (тело человека). Очевидно, что эта величина не зависит не только от угла φ , но и от угла θ (угла между направлением потока нейтронов и осью Z).

На величины a_0 / Φ_n^a и a_0 / \bar{D}_{np}^{cs} влияет также индивидуальный вес человека. На рис.25 дана зависимость a_0 / \bar{D}_{np}^{cs} от диаметра цилиндра, заполненного водным раствором натрия, полученная в [64]. Аналогичная зависимость наблюдается для a_0 / \bar{D}_{np}^{cs} в зависимости от веса осы [64]. Цилиндры с водным раствором и осы облучались на реакторе *Godiva II*. Как видно из рис.25,

a_0 / Φ_n^a падает с увеличением размеров цилиндра, что и следовало ожидать, так как удельная активность пропорциональна отношению продольного сечения фантома через ось Z к его объему, т.е.

$$a_0 \approx \frac{S}{V} = \frac{2}{\pi R} \quad (35)$$

где R - радиус фантома.

В работе [61] предлагается учитывать влияние веса тела с помощью коэффициента

$$\left(\rho_x / \rho_{cm}\right)^{1/3} \approx \frac{R_{эф,x}}{R_{эф,cm}}, \quad (36)$$

где $\rho_x, R_{эф,x}$ и $\rho_{cm}, R_{эф,cm}$ - вес и эффективный радиус тела данного индивидуума и стандартного человека ($\rho_{cm} = 70 \text{ кг}$).

Формула (36) вытекает из формулы (37).

Тогда

$$\left(\frac{a_0}{\Phi_n^a}\right)_x = \left(\frac{a_0}{\Phi_n^a}\right)_{cm} \cdot \left(\frac{\rho_{cm}}{\rho_x}\right)^{1/3} = \left(\frac{a_0}{\Phi_n^a}\right)_{\psi=0} \cdot F(\psi) \cdot \left(\frac{\rho_{cm}}{\rho_x}\right)^{1/3}; \quad (37)$$

$$\left(\frac{a_0}{D_{np}^{cs}}\right)_x = \left(\frac{a_0}{\Phi_n^a}\right)_{\psi=0} \cdot F_n \cdot F(\psi) \cdot \left(\frac{\rho_{cm}}{\rho_x}\right)^{1/3}, \quad (38)$$

где $\left(a_0 / \Phi_n^a\right)_{\psi=0} = 3,2 \cdot 10^{-15} \frac{\text{мккюри.см}^2}{\text{мг Na}^{23}\text{нейтр}}$; $F(\psi) = \frac{b}{\sqrt{a^2 \sin^2 \psi + b^2 \cos^2 \psi}}$ - коэффициент, учитывающий ориентацию человека относительно направления потока нейтронов;

F_n - коэффициент, учитывающий энергетическое распределение нейтронов;

$F_n = \beta / \left(\frac{a_0}{\Phi_n^a}\right)_{\psi=0}$; если известно, к какой группе относится данный спектр нейтронов,

$$F_n = \frac{1}{d_{nt}^{cs} f_{nt} + d_{ni}^{cs} f_{ni} + d_{nt}^{cs} f_{nt}} \quad - \text{ для любого спектра нейтронов.}$$

Формулы (37) и (38) учитывают все факторы, кроме неравномерности облучения по поверхности тела. Отношение $\frac{a_0}{D_{np}^d}$ в первом приближении не зависит от веса тела, т.к. числитель и знаменатель пропорциональны отношению s/v , как это видно из формул (24) и (30).

Таким образом, среднюю дозу D_{np}^d можно определить по активности натрия, зная только среднюю энергию нейтронов. При этом другие факторы, такие как угловое и пространственное (неравномерность облучения) распределения нейтронов и вес тела, практически не влияют на отношение $a_0 / \overline{D_{np}^d}$, в то время как на величины $\left(\frac{a_0}{\Phi_n^a}\right)$ и $\frac{a_0}{D_{np}^{cs}}$ влияют все эти факторы и для корректной оценки D_{np}^{cs} и Φ_n^a необходимо их учитывать.

Для оценки ориентации в работе [25] был предложен "дозиметрический пояс", содержащий четыре или более детекторов, расположенных на одинаковом

расстоянии друг от друга по периметру человека. В работе [60] для оценки ориентации в индивидуальный дозиметр включен детектор из NaF .

Было определено отношение удельных активностей натрия в этом детекторе и в крови для трех положений фантома (относительно направления потока нейтронов: 1) "бок" - "бок", 2) "грудь" - "спина", 3) "спина" - "грудь". Дозиметр с детектором NaF располагался на груди.

Были получены следующие значения этого отношения для указанных трех положений:

положение 1 ("бок" - "бок") -

$$\frac{a \left(\frac{\text{мккюри}}{12 Na^{23} \text{ в } NaF} \right)}{a \left(\frac{\text{мккюри}}{12 Na^{23} \text{ в крови}} \right)} = Y = 0,09 \left(\frac{\Phi_{nt}^s}{\Phi_{nt}^s} \right)^{1/2}; \quad (39)$$

положение 2 ("грудь" - "спина") -

$$\frac{a \left(\frac{\text{мккюри}}{12 Na^{23} \text{ в } NaF} \right)}{a \left(\frac{\text{мккюри}}{12 Na^{23} \text{ в крови}} \right)} > 1,3 Y; \quad (40)$$

положение 3 ("спина" - "грудь") -

$$\frac{a \left(\frac{\text{мккюри}}{12 Na^{23} \text{ в } NaF} \right)}{a \left(\frac{\text{мккюри}}{12 Na^{23} \text{ в крови}} \right)} < 0,7 Y. \quad (41)$$

Φ_{nt}^s и Φ_{nt}^s измеряются индивидуальным дозиметром.

Ориентация человека может быть оценена по активности серы в волосах, снятых после аварии с разных мест тела. Содержание серы в человеческих волосах не зависит от пола, цвета и распределения по телу и равно $0,048 \pm 0,005$ г серы на 1 г сухих обезжиренных волос [65].

Кроме серы, в волосах в незначительных количествах ($< 0,025\%$) содержится фосфор, активацией которого можно пренебречь по сравнению с активацией серы, если измерения производить спустя 8 часов после облучения.

8. НЕРАВНОМЕРНОСТЬ ОБЛУЧЕНИЯ ПО ПОВЕРХНОСТИ ФАНТОМА

Вследствие сильного поглощения нейтронов в фантоме (и соответственно в теле человека) доза заряженных частиц на поверхности фантома, обращенной к

потоку нейтронов, значительно больше, чем на противоположной. Аналогичное различие, хотя и в меньшей степени, наблюдается в дозах γ -излучения.

В таблице 27 приведены отношения максимальных поверхностных доз заряженных частиц и γ -излучения к соответствующим минимальным поверхностным дозам $D_{np}^{ms}/D_{np}^{min,S}$ и $D_{\gamma}^{ms}/D_{\gamma}^{min,S}$ для различных критических сборок.

Таблица 27

Отношения $D_{np}^{ms}/D_{np}^{min,S}$ и $D_{\gamma}^{ms}/D_{\gamma}^{min,S}$ для различных критических сборок

Номер сборки	R, м	$D_{np}^{ms}/D_{np}^{min,S}$	$D_{\gamma}^{ms}/D_{\gamma}^{min,S}$
2	1,2	7,0	2,3
	2,1	4,7	-
	2,3	2,8	1,2
3	0,51	13,0	4,0
	3,70	2,6	2,3
4а	0,79	-	3,0
5	1,15	-	1,3
6	0,86	21,3	3,15
7	100	4,0	1,8

Как видно из таблицы, величины $D_{np}^{ms}/D_{np}^{min,S}$ и $D_{\gamma}^{ms}/D_{\gamma}^{min,S}$, характеризующие степень неравномерности облучения по поверхности, достигают соответственно значений 21 и 4. При этом неравномерность особенно велика вблизи сборок, испускающих нейтроны с жестким спектром. Вблизи стен эта неравномерность существенно сглаживается. Так, например, для сборки 3 отношения $D_{np}^{ms}/D_{np}^{min,S}$ и $D_{\gamma}^{ms}/D_{\gamma}^{min,S}$ соответственно уменьшаются в 5 и 1,7 раза при изменении расстояния от 0,51 до 3,7 м. Такое сглаживание обусловлено увеличением доли рассеянных нейтронов в общем потоке.

В качестве примера на рис. 24 дано распределение поверхностных доз за-

размерных частиц и γ -излучения по периметру фантома на уровне "груди", из которого ясно видна неравномерность облучения. Распределение дано в относительных единицах. Длина радиуса-вектора определяет величину дозы.

Из вышесказанного следует, что доза, измеренная индивидуальным дозиметром, может быть в несколько раз меньше условной поверхностной дозы, являющейся максимальной дозой при равномерном облучении по высоте, что приведет к значительной недооценке облучения. Поэтому необходимо знать распределение доз излучений по периметру тела человека на уровне груди или пояса. Для этой цели, как уже было сказано выше, был предложен "дозиметрический пояс" [25].

Другой метод, изложенный в [60], заключается в следующем. В индивидуальный дозиметр, расположенный на груди, включается активационный детектор. Измеряется отношение удельной активности натрия в детекторе и в крови. По формулам (39)-(41) определяется ориентация человека (положение тела относительно потока излучений). В измерениях индивидуальным дозиметром потоки нейтронов в различных энергетических интервалах и в дозу γ -излучения вносится коррекция на ориентацию. В таблице 28 даны коэффициенты коррекции.

Таблица 28

Коэффициенты коррекции потока нейтронов и дозы γ -излучения на ориентацию

Характеристика	Удельная доза нейтронов d^5_n , рад. см ² /нейтр	Ориентация		
		"бок"- "бок"	"грудь"- "спина"	"спина"- "грудь"
Поток нейтронов в энергетическом интервале:				
0,0-0,5 эв (тепловые)	$0,16 \times 10^{-9}$	I	0,26	3,6
0,5-2 эв	$0,22 \times 10^{-9}$	I	0,52	2,8
2 эв-1 Мэв	$1,25 \times 10^{-9}$	I	0,68	3,0
1-2,9 Мэв	$2,87 \times 10^{-9}$	I	0,95	11,2
$> 2,9$ Мэв	$4,8 \times 10^{-9}$	I	0,95	7,2
Доза γ -излучения	-	I	0,7	2,1

В таблице d_n^5 - доза нейтронов на глубине 5 см (глубина залегания кровеносных органов) на единичный поток падающих на фантом нейтронов, значения которой получены из данных [30].

Для положения "грудь" - "спина" значения коэффициента коррекции

$$B = \frac{\Phi_n^a}{\Phi_n^s} = \frac{\Phi_n^a}{\Phi_n^a + \Phi_n^{om}}, \quad (42)$$

где Φ_n^a , Φ_n^{om} и Φ_n^s - падающий, отраженный и суммарный потоки нейтронов на поверхности тела в месте расположения дозиметра.

Так как индивидуальный дозиметр измеряет суммарный поток, коэффициент B служит для коррекции измеренного потока на отраженный.

В положении "спина" - "грудь" коэффициент B учитывает ослабление нейтронов в теле человека.

И, наконец, в положении "бок" - "бок" предполагается, что дозиметр измеряет только падающий поток нейтронов.

Для γ -излучения коэффициент B в положении "грудь" - "спина" вносит коррекцию в основном на захватное γ -излучение, а в положении "спина" - "грудь" - на ослабление падающего на тело γ -излучения. Доза нейтронов в данном энергетическом интервале на глубине 5 см

$$D_n^5 = \Phi_n^{uz} \cdot B \cdot d_n^5, \quad (43)$$

где Φ_n^{uz} - измеренный поток нейтронов, а доза γ -излучения

$$D_\gamma^5 = D_\gamma^{uz} \cdot B, \quad (44)$$

где D_γ^{uz} - измеренная доза γ -излучения.

Следует заметить, что коэффициенты коррекции не учитывают рассеянное в помещении нейтронное излучение. Кроме того, они рассчитаны для нормального падения нейтронов. Удельные дозы d_n^5 основаны на расчетах Снайдера и Нойфельда для тканеэквивалентной пластины, а не для эллиптического фантома, что также вносит ошибку, особенно для γ -излучения. Для оценки условной поверхностной дозы D_n^{cs} необходимо использовать значения d_n^{cs} , а не d_n^5 . Следует также иметь в виду, что значения d_n^{cs} и d_n^5 в интервале энергии 2 эв-1 Мэв существенно зависят от формы спектра нейтронов.

Неравномерность облучения может быть не только по периметру, но и по высоте. В таблице 29 в качестве примера даны поверхностные дозы пострадавшего во время аварии в Моле [37], ярко иллюстрирующие неравномерность облучения.

Таблица 29

Поверхностные дозы облучения пострадавшего во время аварии в Моле

Место измерения	$\bar{D}_{\text{нф}}^s, \text{ рад}$	$\bar{D}_s^s, \text{ рад}$
Ступня левой ноги	420	3900
Ступня правой ноги	31	334
Левая голень	310	2120
Правая голень	40	445
Левое бедро	50	715
Правое бедро	35	465
Гонады	140	1200
Левая часть груди	45	525
Правая часть груди	68	650
Шея	63	600
Голова	59	505

Как видно из таблицы, облучение некоторых частей тела отличается на порядок, например облучение ступней левой и правой ноги.

В работе [38] для измерения распределения доз $n - \gamma$ -излучений по поверхности тела предлагается шить в спецодежду (в районе груди, спины, низа живота, конечностей и в шапочку) $\gamma - n$ -дозиметры, отметив места их расположения заметными знаками. Для измерения дозы γ -излучения предпочтительнее использовать дозиметры типа ИКС-А, дешевые, небольшие и удобные для постоянного ношения, выдерживающие многократную санобработку с одеждой в течение года и более.

Для оценки дозы нейтронов можно использовать дешевые и легкодоступные детекторы из фосфора или серы, которые должны быть прочными и герметичными для того, чтобы не изменяли своих характеристик во время стирки спецодежды. Применение других детекторов, как например *TD-Np-7, TD-U-8*, родия, обладающих лучшими дозовыми характеристиками, затруднено из-за их дороговизны и малодоступности. Применение детектора из меди нежелательно из-за его большой чувствительности к тепловым и резонансным нейтронам, распределение потока которых по поверхности тела, как правило, не коррелирует с поверхностной дозой заряженных.

Для измерения распределения доз заряженных частиц по поверхности тела был предложен уже упомянутый выше метод оценки доз по активации серы в волосах [65]. Облучение 1 г волос при облучении единичным потоком нейтронов с энергией $E_n > 2,5$ Мэв образует активность P^{32} , равную $7 \cdot 10^{-8}$ расп /мин. Минимальная доза, которая может быть измерена по активации серы в волосах весом 100 мг, равна 10 рад [66].

9. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Если известно энергетическое и угловое распределение нейтронов, падающих на фантом, можно вычислить глубинные дозы внутри фантома, используя расчетные данные о поглощенных дозах в фантоме для моноэнергетических нейтронов [31-33].

На рис. 26 представлены расчетная и экспериментальная кривые распределений доз заряженных частиц внутри фантома для сборки З ($R = 0,51$ м), образованных нейтронами с энергией $0,4 \text{ эв} \leq E_n \leq 10 \text{ Мэв}$. В основу расчета распределения глубинных доз положены данные [33] и спектр нейтронов, представленный кривой I на рис. 2. Считалось, что спектр нейтронов с энергией меньше 0,2 Мэв, который не был измерен и поэтому не изображен на рис. 2, соответствует спектру Ферми ($\sim 1/E$).

Предполагалось, что нейтроны падают на поверхность фантома параллельно малой оси эллиптического сечения.

Как видно из рис. 26, наблюдается хорошее согласие между расчетными и экспериментальными значениями доз. Небольшое различие значений имеет место вблизи передней и особенно задней поверхностей и обусловлено тем, что па-

двойной поток нейтронов со паллетой строго направленная из-за наличия обратно рассеянных нейтронов, которые поглощаются в фантоме. Поэтому спереди поток нейтронов меньше полного потока и, соответственно, доза, измеренная вблизи поверхности, меньше расчетной. Вблизи задней поверхности, наоборот, измеренная доза выше расчетной благодаря заметному вкладу в общую дозу обратно-рассеянных нейтронов.

Таким образом, если известен спектр и поток нейтронов в воздухе, можно провести расчет глубинных доз в фантоме, не производя экспериментальных измерений.

Общий поток нейтронов можно представить, как это следует из раздела 3, в виде суммы направленного потока нейтронов, выходящих из сборки, и изотропного потока тепловых и промежуточных нейтронов. Расчетные значения доз в фантоме в этом случае не будут заметно отличаться от реальных значений.

Тканевые дозы γ -излучения обусловлены захватным γ -излучением в фантоме, γ -излучением от сборки и γ -излучением, образованным при захвате нейтронов материалом стен (пола) помещения. Дозы захватного γ -излучения в фантоме можно вычислить таким же способом, как и дозы заряженных частиц. Тканевые дозы γ -излучения, испускаемого сборкой, нетрудно рассчитать, поскольку это излучение является направленным, а для направленного излучения имеются литературные данные [39-42] о распределении тканевых доз в фантоме для различных энергий падающего γ -излучения.

Тканевые дозы γ -излучения, образованного в стенах помещения, невозможно рассчитать из-за отсутствия расчетных данных о тканевых дозах при различных углах падения γ -излучения на фантом. Поэтому желательны измерения тканевых доз γ -излучения внутри фантома в реальных условиях облучения.

Однако, т.к. неравномерность γ -облучения внутри фантома невелика и имеется хорошая корреляция между условной поверхностной \bar{D}_r^{cs} и средней \bar{D}_r^d дозами (см. таблицу 18), для оценки \bar{D}_r^d достаточно знать в первом приближении значение \bar{D}_r^{cs} .

Интересно сравнить расчетные и экспериментальные значения условных поверхностных и средних доз для разныхборок. В таблице 30 дано такое сравнение дляборок 3 и 4а.

Таблица 30

Отношение расчетного значения условной поверхности (\mathcal{D}_{np}^{cs}) и средней ($\bar{\mathcal{D}}_{np}^d$) поглощенных доз заряженных частиц к экспериментальному для двухборок

Номер сборки	$R, \text{м}$	$(\mathcal{D}_{np}^{cs})_{\text{расчет}} / (\mathcal{D}_{np}^{cs})_{\text{экспер}}$	$(\bar{\mathcal{D}}_{np}^d)_{\text{расчет}} / (\bar{\mathcal{D}}_{np}^d)_{\text{экспер}}$
3	0,51	1,07	1,03 (0,95)
4а	0,79	1,25	0,97

Значения $(\mathcal{D}_{np}^{cs})_{\text{расчет}}$ вычислялись по формуле

$$(\mathcal{D}_{np}^{cs})_{\text{расчет}} = \Phi_{nt}^a \mathcal{D}_{np}^{cs} + \Phi_n^a \int_{0,4 \text{ эв}}^{10 \text{ Мэв}} n(E) d_{np}^{cs}(E) dE, \text{ рад}, \quad (45)$$

где Φ_n^a - поток нейтронов в воздухе в энергетическом интервале $0,4 \text{ эв} \leq E_n \leq 10 \text{ Мэв}$, средний из значений потока, измеренных с помощью трековых и активационных детекторов и по активации натрия в фантоме;

$d_{np}^{cs}(E)$ - удельная условная поверхностная доза заряженных частиц, образованная нейтронами с энергией E .

$d_{np}^{cs}(E)$ как функция энергии нейтронов вычислена по данным [30, 32, 33]

и представлена на рис. 27.

Значения $(\bar{\mathcal{D}}_{np}^d)_{\text{расчет}}$ вычислены по формуле

$$(\bar{\mathcal{D}}_{np}^d)_{\text{расчет}} = 1,6 \cdot 10^{-10} \frac{S}{V} \left[\Phi_{nt}^a \cdot \eta_T \cdot \frac{\sum_N}{\sum_N + \sum_N} \cdot E_p + \eta'_k \Phi_n^a \int_{0,4 \text{ эв}}^{10 \text{ Мэв}} n(E) E \cdot dE \right], \quad (46)$$

где S - вертикальное сечение через ось Z и большую ось эллипса;

V - объем фантома ($S/V = \frac{2abk}{\pi abk} = \frac{2}{\pi b}$);

η_T - вероятность захвата тепловых нейтронов, равная 0,2 [43];

η'_k - относительная доля энергии нейтронов, поглощенная в фантоме, равная $\sim 0,9$ [28];

$\sum_N u \sum_H$ - микроконическое сечение азота и водорода для мягкой ткани человека;

E_p - энергии протонов реакции $N^{14}(n,p)C^{14}$, равная 0,62 Мэв;

$$1,6 \cdot 10^{-7} \text{ -- } \frac{\text{раг.с}}{\text{Мэв}}$$

Значение $(\bar{D}_{np}^d)_{\text{расч}} / (\bar{D}_{np}^d)_{\text{эксп}}$, данное в скобках, вычислено путем усреднения вдоль малой оси расчетных и экспериментальных величин d_{np}^d , представленных на рис. 21.

Из таблицы 30 видно, что расчетные и экспериментальные значения хорошо согласуются друг с другом. Причем значения $(\bar{D}_{np}^d)_{\text{расч}}$, вычисленные двумя разными способами, близки друг к другу. Отсюда следует, что среднюю дозу \bar{D}_{np}^d с достаточной точностью можно рассчитывать по формуле (46).

10. ВЫВОДЫ И ПРЕДЛОЖЕНИЯ

В данной работе для большого числа критических сборок дан подробный анализ дозовых характеристик полей излучений в воздухе, тканевых доз в фантоме и параметров облучения человека при самопроизвольной цепной реакции. Приведены в соответствующих таблицах и рисунках значения этих характеристик и параметров.

В каждом разделе на основе анализа и необходимых расчетов сделаны соответствующие выводы и рекомендации. Ниже представлены наиболее общие выводы и предложения из этого анализа.

1. Основными дозовыми характеристиками полей излучений являются спектр и поток нейтронов, удельная экспозиционная доза нейтронов D_n^a / Φ_n^a и γ -излучения D_γ^a / Φ_n^a и отношение D_γ^a / D_n^a . Значения этих характеристик зависят от типа сборки и расстояния от центра сборки до точки измерения.

А. Поток нейтронов в воздухе можно представить в первом приближении как суперпозицию направленного потока нейтронов, испускаемых сборкой, с пространственным распределением, подчиняющимся закону $\sim 1/R^2$, и изотропного потока тепловых и промежуточных нейтронов, постоянного в пространстве. Предлагается метод определения потоков рассеянных тепловых и промежуточных нейтронов $(\Phi_{nt}^a)_{\text{рас}}$ и $(\Phi_{ni}^a)_{\text{рас}}$ путем измерения суммарного потока

$$\Phi_{nt}^a = (\Phi_{nt}^a)_{нер} + (\Phi_{nt}^a)_{рас} \quad \text{и} \quad \Phi_{nc}^a = (\Phi_{nc}^a)_{нер} + (\Phi_{nc}^a)_{рас}$$

в двух точках на различных расстояниях от центра сборки, используя формулы (3б) и (3в).

Б. Для определенных групп критическихборок удельные дозы $\mathcal{D}_n^a / \Phi_n^a$ и $\mathcal{D}_z^a / \Phi_z^a$ близки друг к другу, и для этих групп рекомендуются средние значения этих доз (см. таблицы 6 и 7).

В. Экспозиционная доза нейтронов, отнесенная к потоку быстрых нейтронов $\mathcal{D}_n^a / \Phi_{nf}^a$, слабо зависит от типа сборки и расстояния. Среднее значение $\mathcal{D}_n^a / \Phi_{nf}^a$ для всехборок, кроме графитовой, равно $(82 \pm 2\%) 10^{-10} \frac{\text{раг см}^2}{\text{нейтр}}$ и рекомендуется для оценки экспозиционной дозы \mathcal{D}_n^a .

2. Основными параметрами облучения человека предлагается считать условную поверхностную и среднюю дозу заряженных частиц и γ -излучения \mathcal{D}_{np}^{cs} , $\overline{\mathcal{D}}_{np}^d$, \mathcal{D}_z^{cs} и $\overline{\mathcal{D}}_z^d$, а также максимальную тканевую дозу γ -излучения \mathcal{D}_z^{md} .

А. Так же, как и для экспозиционных доз, рекомендуются средние значения удельных поверхностных доз $\mathcal{D}_{np}^{cs} / \Phi_n^a$ и $\mathcal{D}_z^{cs} / \Phi_z^a$ для отдельных групп критическихборок, внутри которых эти величины слабо меняются (см. таблицы 10 и 11).

Б. Наблюдается относительная независимость отношения $\mathcal{D}_{np}^{cs} / \mathcal{D}_n^a$ от типа сборки. Среднее значение $\mathcal{D}_{np}^{cs} / \mathcal{D}_n^a$ для всехборок равно 1,20. Отношение $\mathcal{D}_z^{cs} / \mathcal{D}_z^a$ существенно зависит от типа сборки и находится в пределах 1,04-2,96.

В. Точность определения условной поверхностной дозы зависит от интерпретации результатов измерений индивидуальным дозиметром. Анализируются возможные ошибки, связанные с различной интерпретацией измерений.

Г. Отношения $\overline{\mathcal{D}}_{np}^d / \mathcal{D}_{np}^{cs}$ и $\overline{\mathcal{D}}_z^d / \mathcal{D}_z^{cs}$ мало зависят от типа сборки. Их средние значения для всехборок соответственно равны $(0,32 \pm 16\%)$ и $(0,95 \pm 21\%)$. Рекомендуется определять средние дозы $\overline{\mathcal{D}}_{np}^d$ и $\overline{\mathcal{D}}_z^d$ по известным поверхностным дозам, используя эти значения.

Д. Отношение $\overline{\mathcal{D}}_z^d / \overline{\mathcal{D}}_{np}^d$ для большинстваборок значительно больше единицы, и, по-видимому, $\overline{\mathcal{D}}_z^d$ будет определять исход лучевого поражения для этихборок.

Е. Отношение средней дозы заряженных частиц в костном мозге к поверх-

известной дозе $\bar{D}_{кр}^{cs} / D_{кр}^{cs}$ близко к аналогичному отношению для среднетканевой дозы при одностороннем облучении спереди и при равномерном с обеих сторон. Заметные различия наблюдаются при одностороннем облучении сзади.

Делается вывод, что среднетканевая доза заряженных частиц может быть неплохим параметром при оценке исхода лучевой болезни.

3. Метод оценки потока нейтронов и дозы заряженных частиц по активности натрия в крови (теле) является одним из основных методов, особенно важным в случае отсутствия индивидуального дозиметра у человека, попавшего в аварию.

А. Удельная активность натрия в крови a_0 / Φ_n^a в пределах $\pm 27\%$ не зависит от типа сборки, среднее значение $a_0 / \Phi_n^a = 3,2 \cdot 10^{-15} \frac{\mu\text{Кл/л/чел.}}{\text{мг Na}^{23} \cdot \text{нейтр}}$. Величина $a_0 / D_{кр}^{cs}$ существенно варьирует от сборки к сборке. Оба отношения a_0 / Φ_n^a и $a_0 / D_{кр}^{cs}$ зависят от ориентации человека относительно направления потока нейтронов и веса тела. Предлагаются формулы для учета энергетического распределения нейтронов, ориентации и веса тела.

Б. Показано, что отношение удельной активности к средней тканевой дозе заряженных частиц $a_0 / \bar{D}_{кр}^d$ зависит только от средней энергии нейтронов и не зависит от ориентации и веса тела. Дана формула для расчета $a_0 / \bar{D}_{кр}^d$.

4. Тканевые дозы заряженных частиц внутри фантома довольно быстро уменьшаются в направлении падающего потока нейтронов. Доза γ -излучения распределена более равномерно и обычно имеет максимум вблизи передней поверхности. Однако даже для γ -излучения отношение максимальной дозы к минимальной достигает 4. Поэтому в зависимости от ориентации доза, измеренная индивидуальным дозиметром, может быть занижена в несколько раз по сравнению с условной (максимальной) поверхностной дозой D^{cs} . Описаны методы определения дозы D^{cs} по показаниям измерений индивидуального дозиметра, расположенного на груди, при различной ориентации тела ("дозиметрический пояс", методы оценки D^{cs} по отношению активности натрия в дозиметре и в крови, по распределению активности фосфора в волосах) и при равномерном облучении по высоте направленным потоком излучений.

5. В реальных условиях встречаются случаи неравномерного облучения не только по периметру тела, но и по высоте (авария в Моле). Описываются методы

для измерения распределения доз по поверхности тела (с помощью дозиметров, распределенных в разных частях тела, и по активации волос).

6. Расчетные и экспериментальные распределения тканевых доз заряженных частиц внутри фантома, полученные для сборки З, хорошо согласуются друг с другом. Зная энергетическое распределение и величину направленного потока нерассеянных и изотропного потока рассеянных нейтронов, используя литературные данные о распределении доз моноэнергетических нейтронов внутри фантома на единичный падающий поток, можно достаточно точно рассчитать распределение доз заряженных частиц захватного β -излучения в теле человека.

ЛИТЕРАТУРА

1. Haywood F.F. 1970 Intercomparison of Nuclear Accident Dosimetry Systems at the Oak Ridge National Laboratory.
2. Report of the RBE Committee to the International Commission on Radiological Units and Measurements. Health Physics, vol.9, 357 (1963).
3. Вопросы общей радиобиологии. Под редакцией М.П.Домшлага. М., Атомиздат, 1966.
4. Hurst G.S., Ritchie R.H. Health Physics, 2, 121 (1959).
5. The Vinca Dosimetry Experiment: IAEA Technical Report Series. No.6, 1962.
6. Обатуров Г.М. и др. Методы оценки поглощенных доз нейтронов и гамма-излучения при авариях на графитовой критсборке. In "Neutron Monitoring". Vienna, IAEA, 1967, p.613.
7. Обатуров Г.М. и др. Методы оценки поглощенных доз нейтронов и гамма-излучения при авариях на критсборках. Доклад, представленный на 2 научно-практическую конференцию по радиационной безопасности (14-18 сентября 1970 г., Москва). М., Атомиздат, 1972.
8. Горячев И.В. и др. "Атомная энергия", 26, 542 (1969).
9. Кеирим-Маркус И.Б. и др. Сравнение некоторых методов измерения поглощенных доз нейтронов и гамма-излучений на ядерных установках. "Атомная энергия", 33, 563 (1972).
10. Гордеев И.В. и др. Справочник по ядерно-физическим константам для расчетов реакторов. М., Атомиздат, 1960.
11. Barral R.C. and McElroy W.N. Nuclear reactions for determining neutron spectrum and dose: a world literature search. In "Personnel Dosimetry for Radiation Accidents". Vienna, IAEA (1965), p.251.
12. Сиборг Г. и др. Таблицы изотопов. М., "Иностранная литература", 1956.
13. Обатуров Г.М. и Чумбаров Ю.К. Чувствительность трековых дозиметров нейтронов. В "Сборнике работ по вопросам дозиметрии и радиометрии ионизирующих излучений". М., Атомиздат, 1973.
14. Зейналов Э.И. и др. В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений". М., Атомиздат, 1966, вып.6, с.193.

15. Зейналов Э.И. и др. В "Сборнике работ по вопросам дозиметрии и радиометрии ионизирующих излучений". М., Атомиздат, 1966, с.35.
16. Зейналов Э.И. и др. "Атомная энергия", 20, 54 (1966).
17. Зейналов Э.И. и др. In "Neutron Monitoring". Vienna, IAEA, 1967, p.513.
- 18- 19. Бочвар И.А. и др. "Атомная энергия", 15, 48 (1963).
20. Зейналов Э.И. и др. Полиэтиленовая конденсаторная камера для измерения поглощенной дозы нейтронов. Доклад, представленный на 2^{ую} конференцию по защите. Обнинск, ФЭИ, 1967.
21. Трыков Л.А. и др. "Атомная энергия", 20, 143 (1966).
22. Трыков Л.А. и др. In "Neutron Monitoring". Vienna, IAEA, 1967, p.187.
23. Трыков Л.А. и др. Приборы и техника эксперимента. 2, 45 (1967); 6, 62 (1967).
24. Козлов В.Ф. и Трошкин Ю.С. Справочник по радиационной безопасности. М., Атомиздат, 1967.
25. Dennis J.A. Dosimetry Criticality Accidents. AERE-R4365, Harwell, 1964.
26. First IAEA Measurement Intercomparison Valduc (France) - June 1970. Final Report.
27. Bach R.L. and Caswell R.S. Radiation Research. 35, I (1968).
28. Шальнов М.И. Тканевая доза нейтронов. М., Атомиздат, 1960.
29. Braun T., Nilsson R. An Emergency Dosimeter for Neutron. In "Selected Topics in Radiation Dosimetry". Vienna, IAEA, 1961, p.623.
30. Protection against Neutron Radiation UP to 30 MeV. USA NBS, Handbook 63, W., 1957.
31. Auxier J.A. et al. Neutron Interactions and Penetration in Tissue. In "Radiation Dosimetry, vol.I", New York, Academic press, 1968, p.275.
32. Protection against Neutron Radiation (NCRP Report No.38). W., 1971.
33. Золотухин В.Г. и др. Тканевые дозы нейтронов в теле человека. М., Атомиздат, 1972.

34. Козлов В.Ф. Фотографическая дозиметрия ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1964.
35. Методы индивидуального дозиметрического контроля. В кн. "Дозиметрические и радиометрические методики". Под ред. П.Г.Гусеса и др. М., Атомиздат, 1966, с.302.
36. Vaidyanathan P.S. and Krishnan D. Health Physics, 17, No.2, 323 (1969).
37. Boulanger R. Experience tiree d'un accident de criticite survenu dans un assemblage critique a Mol. In "Nuclear Accident Dosimetry Systems". Vienna, IAEA, 1970, p.1.
38. Кедрим-Маркус И.Б. и др. Аварийные индивидуальные дозиметры β -, γ -излучений. In "Nuclear Accident Dosimetry Systems". Vienna, IAEA, 1970, p.103.
39. Jones A.R. Measurement of the dose absorbed in various organs as a function of external gamma ray exposure. AECL-2240, Oct. 1964.
40. Jones T.D. et al. Health Physics, 12, No.12, 1826 (1966).
41. Jean Marr L. Strahlentherapie. 129, 200 (1966).
42. Fiesch E. Health Physics, 15, No.2, 145 (1968).
43. Harebey T.R. The Energy Dependence of a Personnel Neutron Dosimeter which Utilizes a Thermal Neutron Detector at the Body Surface. RD/I3/ No.827. Berkeley Nuclear Laboratory. December 1967.
44. Candes P., Lamberieux J. Dosimetrie pour les Cas d'Accidents Nucleaires. In "Nuclear Accident Dosimetry Systems". Vienna, IAEA, 1970, p.25.
45. Lehman R.L. and Fekula O.M. Neutron spectra measured inside human phantoms. In "Personnel Dosimetry for Radiation Accidents". Vienna, IAEA, 1965, p.297.
46. Bricka M. et al. Interpretation des donnees dosimetriques disponibles apres une irradiation neutron gamma. In "Neutron Monitoring". Vienna, IAEA, 1967, p.587.
47. Mobley T.S. et al. In vivo and air dosimetry of fission-spectrum neutrons". In "Biological Effects of Neutron and Proton Irradiations". Vienna, IAEA, 1964, p.103.

48. Dennis J.A. The relationship between blood injury and absorbed dose in criticality accidents. In "Biological Effects of Neutron and Irradiations". Vienna, IAEA, 1964, p.167.
49. Dennis J.A. and Boot S.J. Some measurements of neutron and gamma radiation from critical assembles. AERE-MI64I, 1965.
50. Langmead W.A. and Hill S.M.B. A method of assessment of whole body integral dose following accidental radiation exposure from an external moving source. AHSB(RP)R73. Harwell, 1966.
51. Mastrocola A. An emergency dosimetry system for neutrons based on body-sodium activation. In "Neutron Monitoring". Vienna, IAEA, 1967, p.575. p.575.
52. Filjushkin I.V., Savinsky A.K. Neutron Monitoring for Radiation Protection Topics. IAEA, Vienna, 1973, v. I, p.211.
53. Smith J.W., Boot S.J. and Dennis J.A. A criticality dose assessment system. In "Personnel Dosimetry for Radiation Accident". Vienna, IAEA, 1965, p.369.
54. Adams N. Review of United Kingdom research and experience in criticality dosimetry. In "Nuclear Accident Dosimetry Systems". Vienna, IAEA, 1970, p.79.
55. ICRP Publication 2 Report of Committee II on Permissible dose for Internal Radiation, 1959. (см. перевод с английского "Радиационная защита". М., Госатомиздат, 1961).
56. Smith J.W. Physics in Medicine and Biology, 7, 341 (1962).
57. Davy D.R. et al. Health Physics, 12, No.9, 1353 (1966).
58. Parker H.M. and Newton G.E. The Hanford criticality accident dosimetry. Techniques, interpretations and problems. In "Personnel Dosimetry Radiation Accidents". Vienna, IAEA, 1965, p.567.
59. Nachtigall D. Kerntechnik, N 6, 285 (1965).
60. Reinig W.C. A pocket dosimeter for criticality accident. In "Personnel Dosimetry for Radiation Accidents". Vienna, IAEA, 1965, p.307.
61. Auxier J.A. et al. ^{24}Na activation in the dosimetry of nuclear accidents. In "Radiative in Man". Thomas Book, USA, 1961, p.201.
62. Morawek Th. Determination de l'activite sodium-24 et de l'autodose

gamma a partir des donnees du spectrometrie SNAG. In "Neutron Monitoring". Vienna, IAEA, 1967, p.601.

63. The Second Intercomparison. Accident Dosimetry Systems, Oak Ridge, May, 1971.

64. Auxier J.A. Dosimetric considerations in criticality exposures. In "Diagnosis and Treatment of Acute Radiation Injury". Geneva. World Health Organization, 1961, p.141.

65. Petersen D.F. Rapid estimation of fast neutron doses following radiation exposure in criticality accidents; the $S^{32}(n,p)P^{32}$ reaction in body hair. In "Personnel Dosimetry for Radiation Accidents". Vienna, IAEA, 1965, p.217.

66. Hunzinger W. Nuclear accident dosimetry system at eurochemic. In "Nuclear Accident Dosimetry Systems". Vienna, IAEA, 1970, p.67.

67. Mechali D. et al. Tentative d'evaluation de la dose recue par la moelle osseuse lors d'une exposition a un flux de neutrons. In "Personnel Dosimetry for Radiation Accidents". Vienna, IAEA, 1965, p.483.

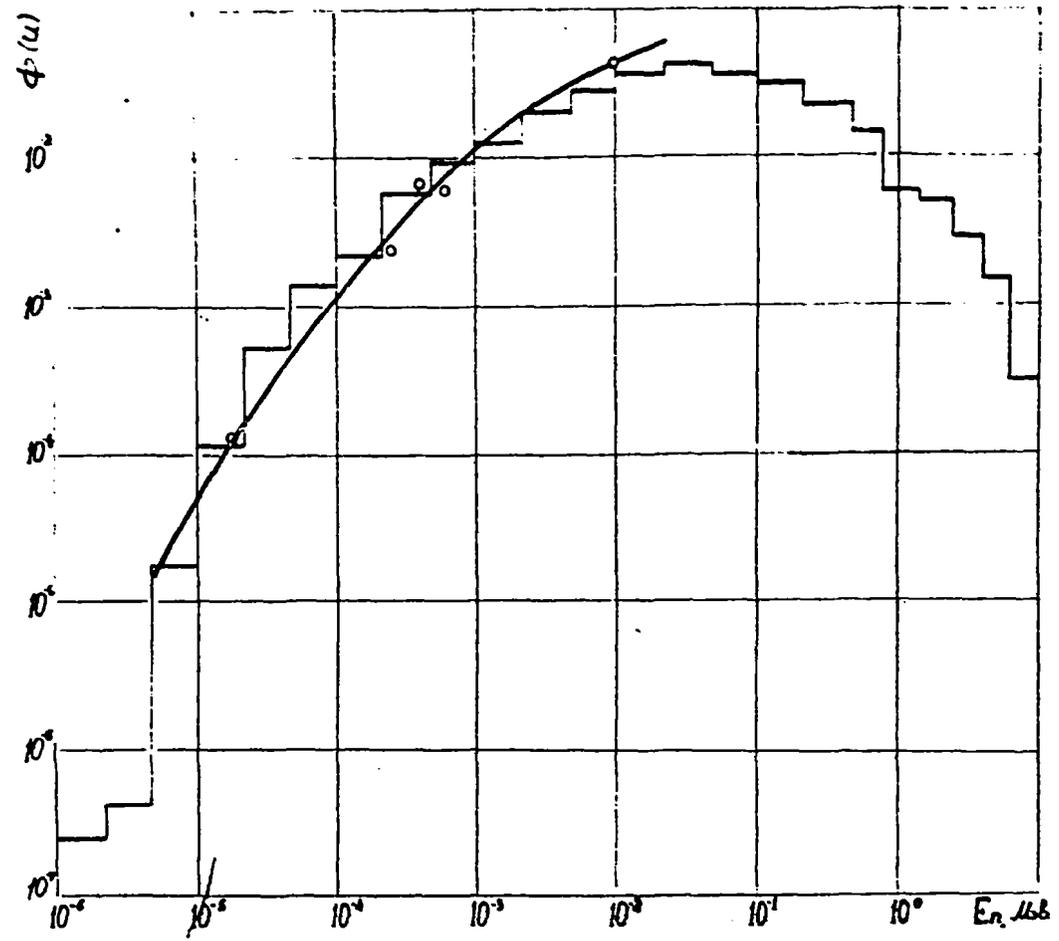


Рис. I. Энергетический спектр нейтронов в урановом отражателе сборки 2 на быстрых нейтронах типа БР-I ($R = 0,68$ м)

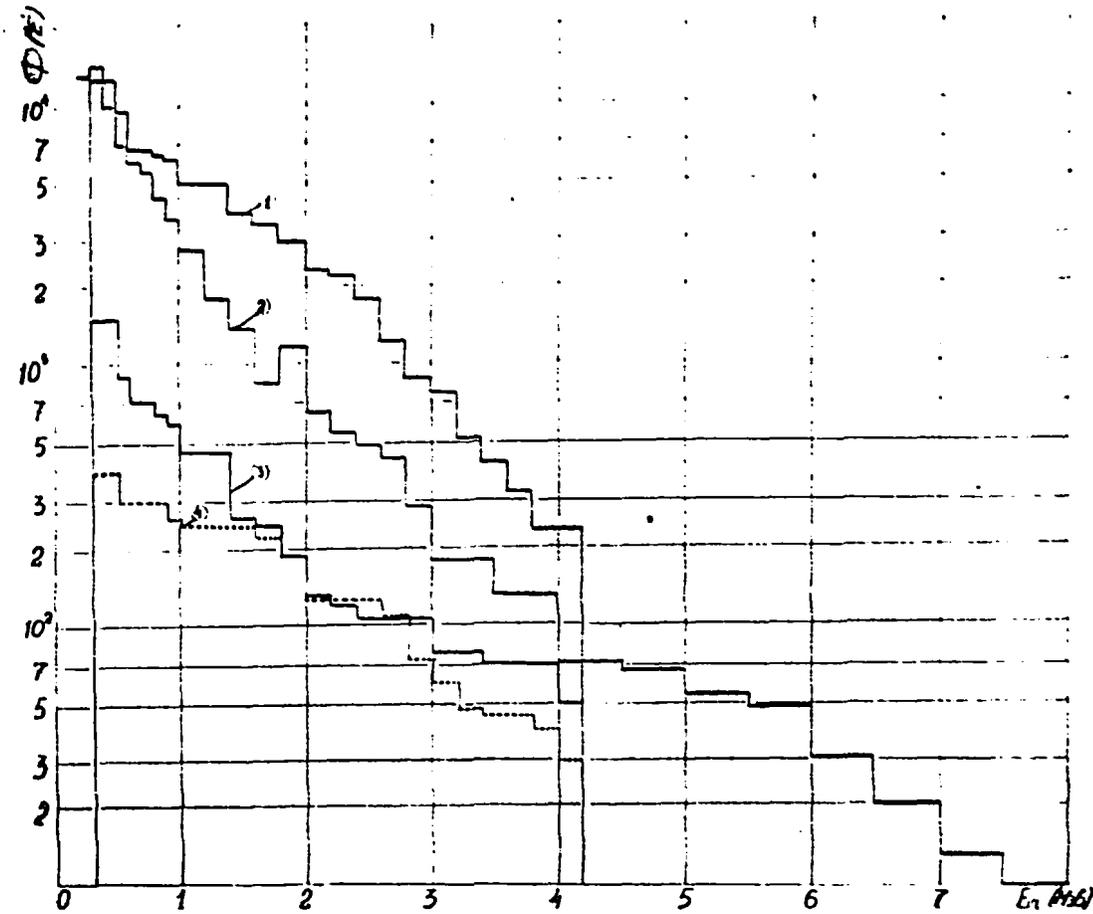


Рис. 2. Энергетические спектры нейтронов в воздухе помещения водяной сборки 3 с бериллиевым отражателем (кривая 1, $R = 0,51$ м; кривая 2, $R = 3,7$ м) и сборки 4а на быстрых нейтронах с бериллиевым отражателем (кривая 3, $R = 0,79$ м) и в воздухе от точечного источника нейтронов деления (сборка 7) вне помещения (кривая 4, $R = 100$ м)

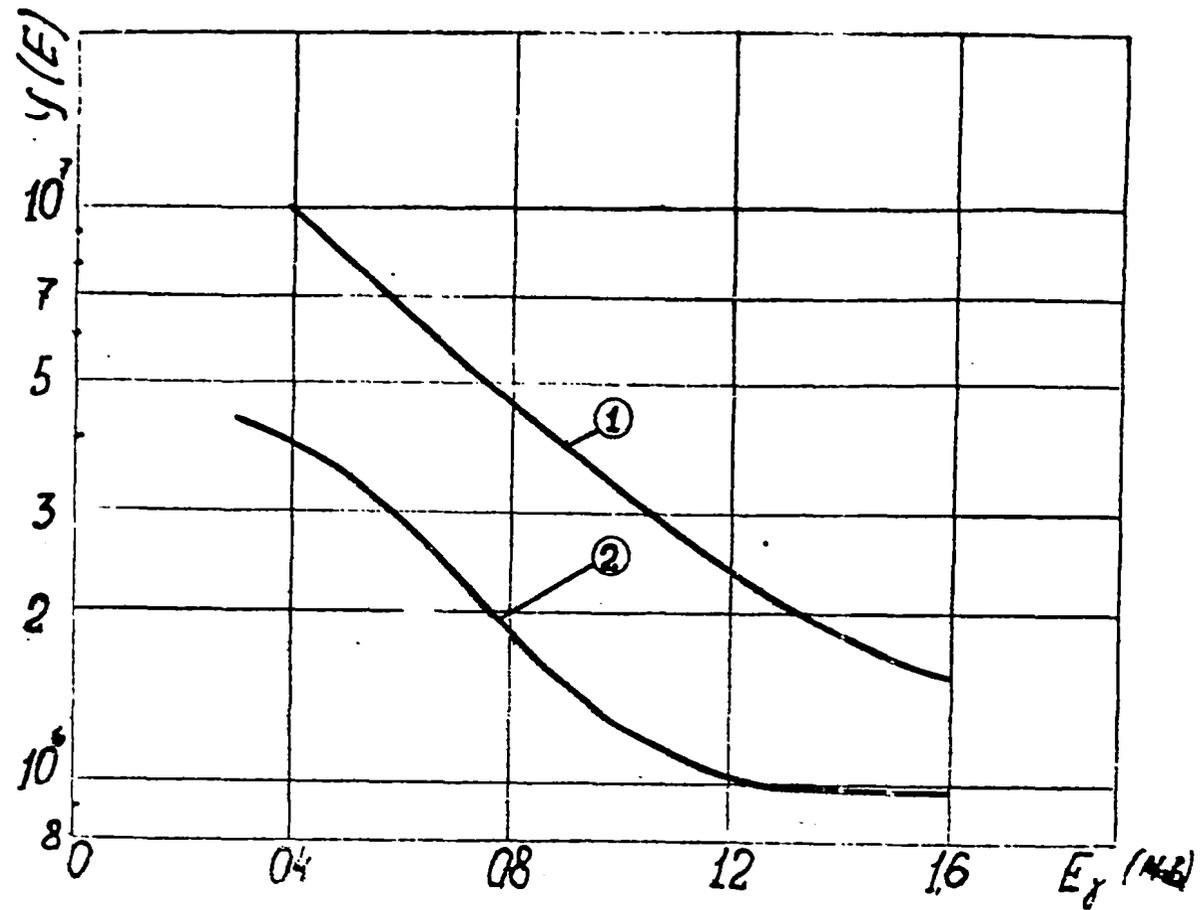


Рис. 3. Энергетические спектры γ -излучения в воздухе помещения водяной сборки 3 с бериллиевым отражателем (кривая 1, $R = 0,51$ м) и сборки 4а на быстрых нейтронах с бериллиевым отражателем (кривая 2, $R = 0,79$ м)

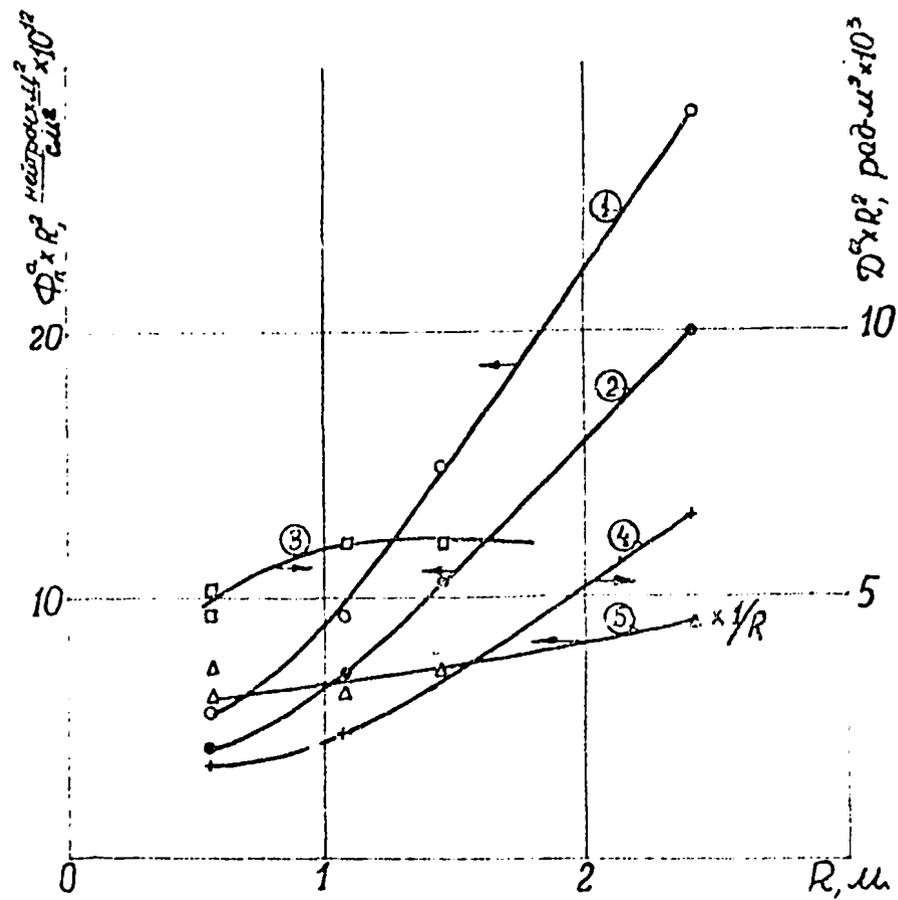


Рис. 4. Поток нейтронов и эквивалентная доза β - , γ -излучений в воздухе исследуемой сборки 46 на быстрых нейтронах с бериллиевым отражателем как функция расстояния R от центра сборки до точки измерения:

1 - общий поток; 2, 5 - поток тепловых нейтронов; 3 - общая эквивалентная доза нейтронов; 4 - эквивалентная доза γ -излучения

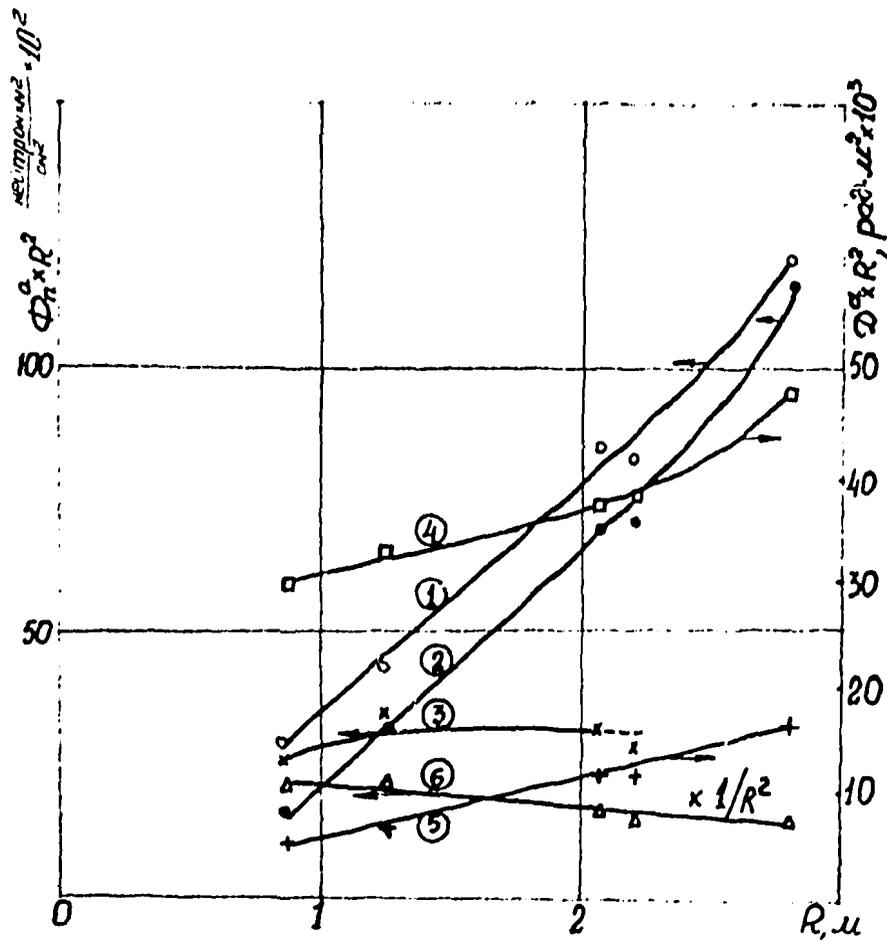


Рис.5. Поток нейтронов и экспозиционная доза n -, γ -излучений в воздухе сборки 6 на быстрых нейтронах с медным отражателем:
 1 - общий поток; 2, 6 - поток тепловых нейтронов; 3 - поток быстрых нейтронов;
 4 - общая экспозиционная доза нейтронов; 5 - экспозиционная доза γ -излучения

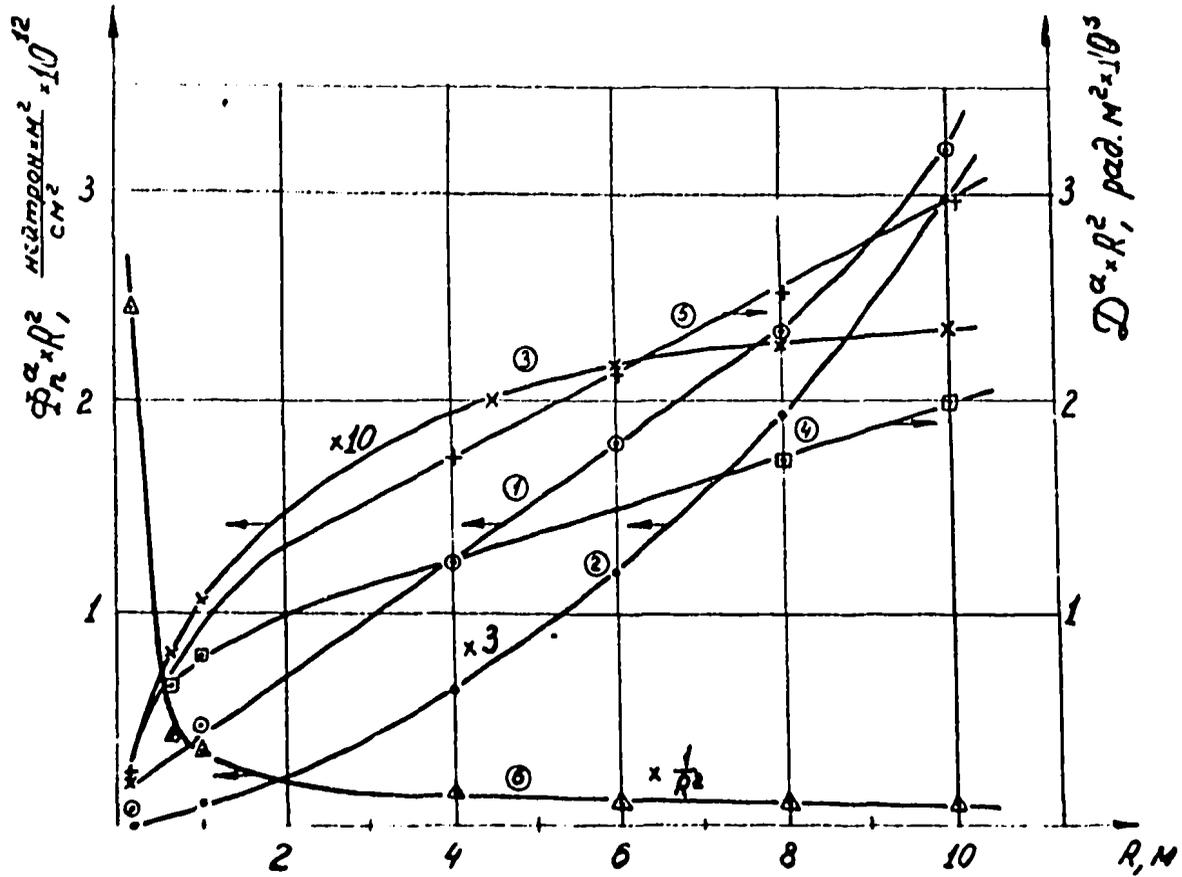


Рис.6. Поток нейтронов и экспозиционная доза n -, γ -излучений в воздухе помещения сборки I4 (Скас) (раствор уранилнитрата без отражателя):

I - общий поток; 2, 6 - поток тепловых нейтронов; 3 - поток быстрых нейтронов; 4 - общая экспозиционная доза нейтронов; 5 - экспозиционная доза γ -излучения

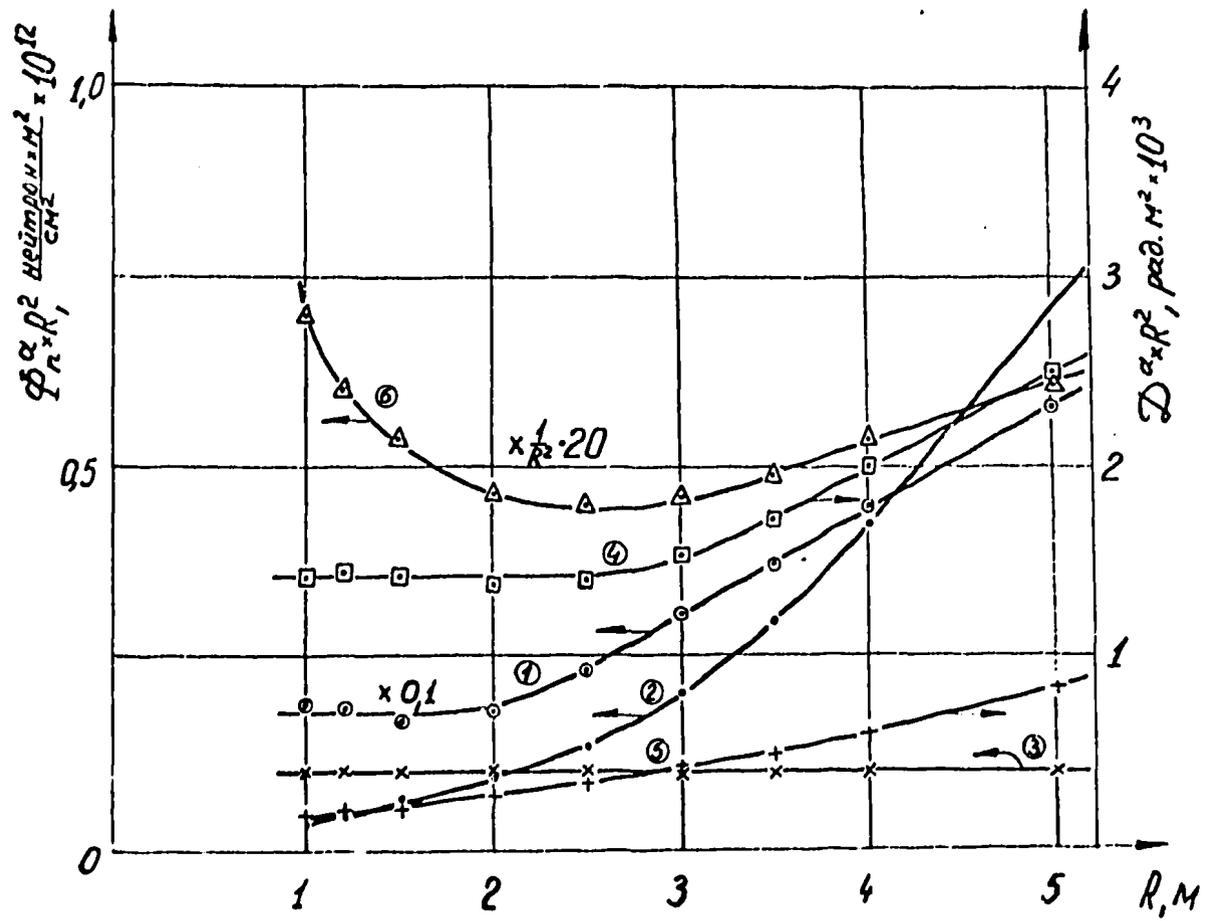


Рис. 7. Поток нейтронов и экспозиционная доза n -, γ -излучений в воздухе помещения плутониевой сборки I5 (Rockwell) на быстрых нейтронах с урановым отражателем:
 1 - общий поток; 2, 6 - поток тепловых нейтронов; 3 - поток быстрых нейтронов; 4 - общая экспозиционная доза нейтронов; 5 - экспозиционная доза γ -излучения

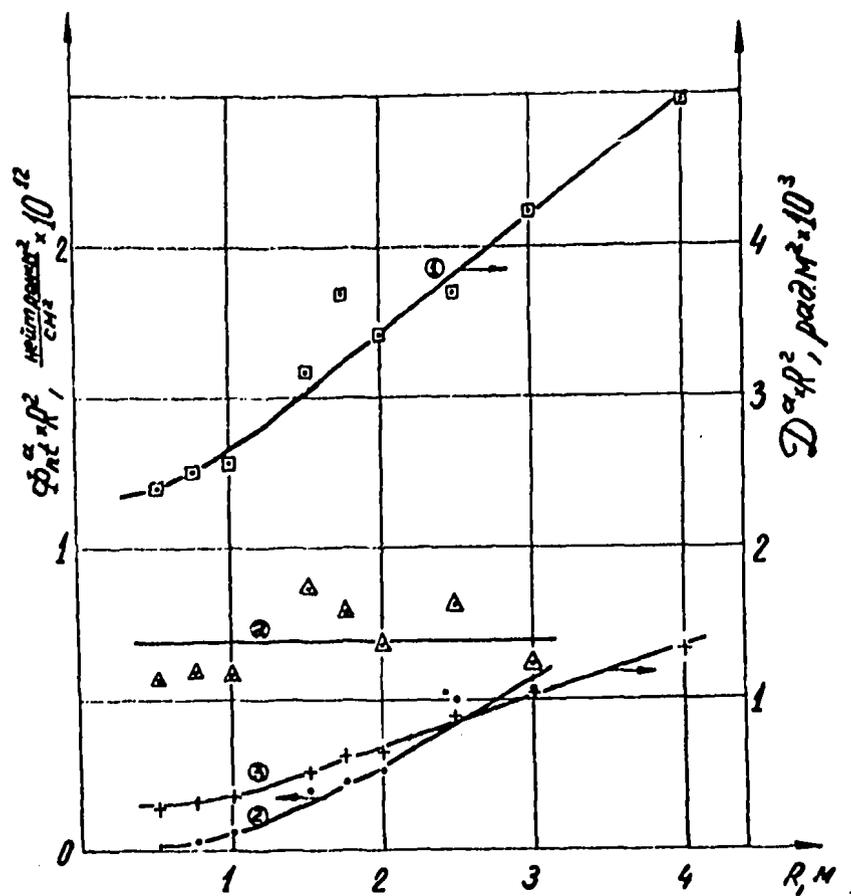


Рис. 8. Поток нейтронов и экспозиционная доза n -, γ -излучений в воздухе помещения урановой сборки I6 (SPR) на быстрых нейтронах без отражателя:
 1 - общая экспозиционная доза нейтронов; 2 - поток тепловых нейтронов; 3 - экспозиционная доза γ -излучения

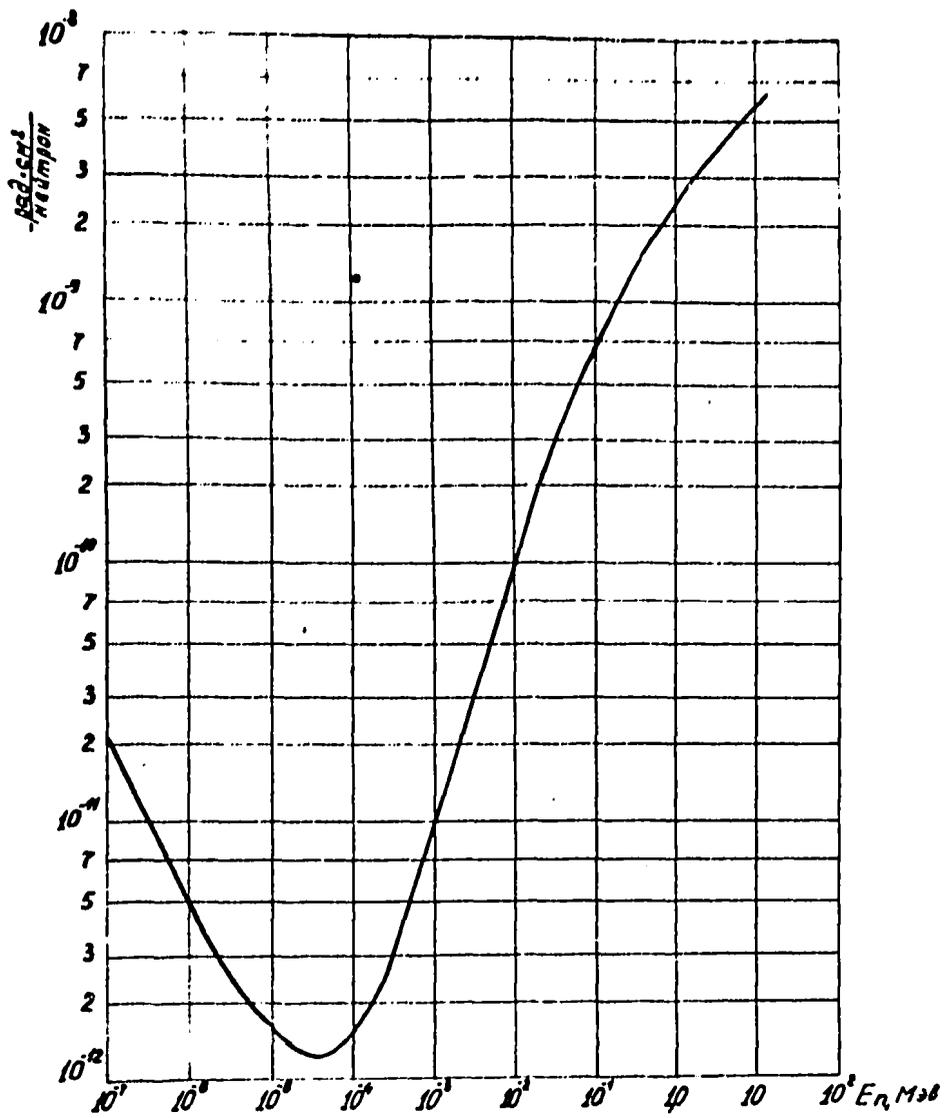


Рис. 9. Удельная экспозиционная доза нейтронов как функция энергии

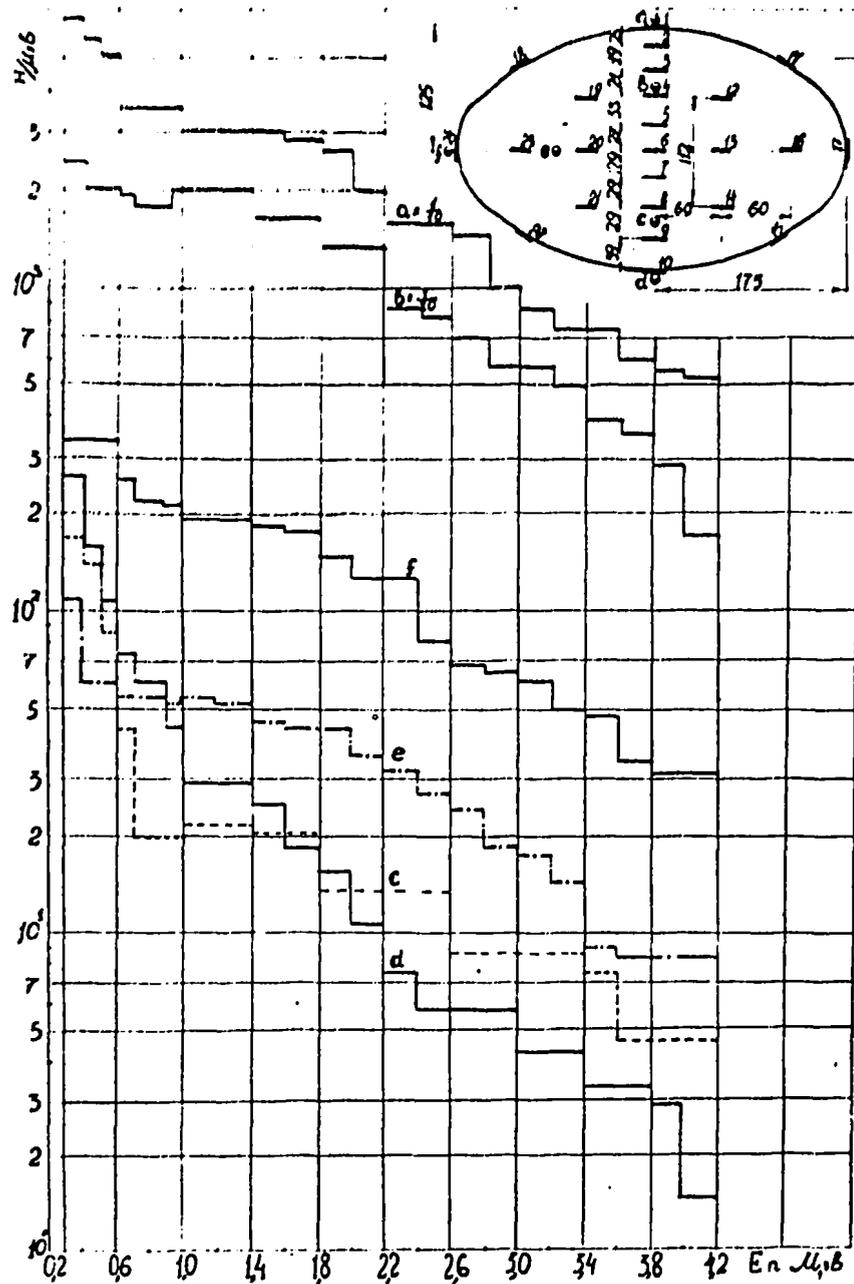


Рис. 10. Энергетический спектр нейтронов внутри фантома для водяной сборки З с бериллиевым отражателем ($R = 0,51$ м). В правом верхнем углу дано сечение фантома с точками измерения спектров (a-f) и потоков нейтронов и доз излучений (I-24). (размеры в миллиметрах)

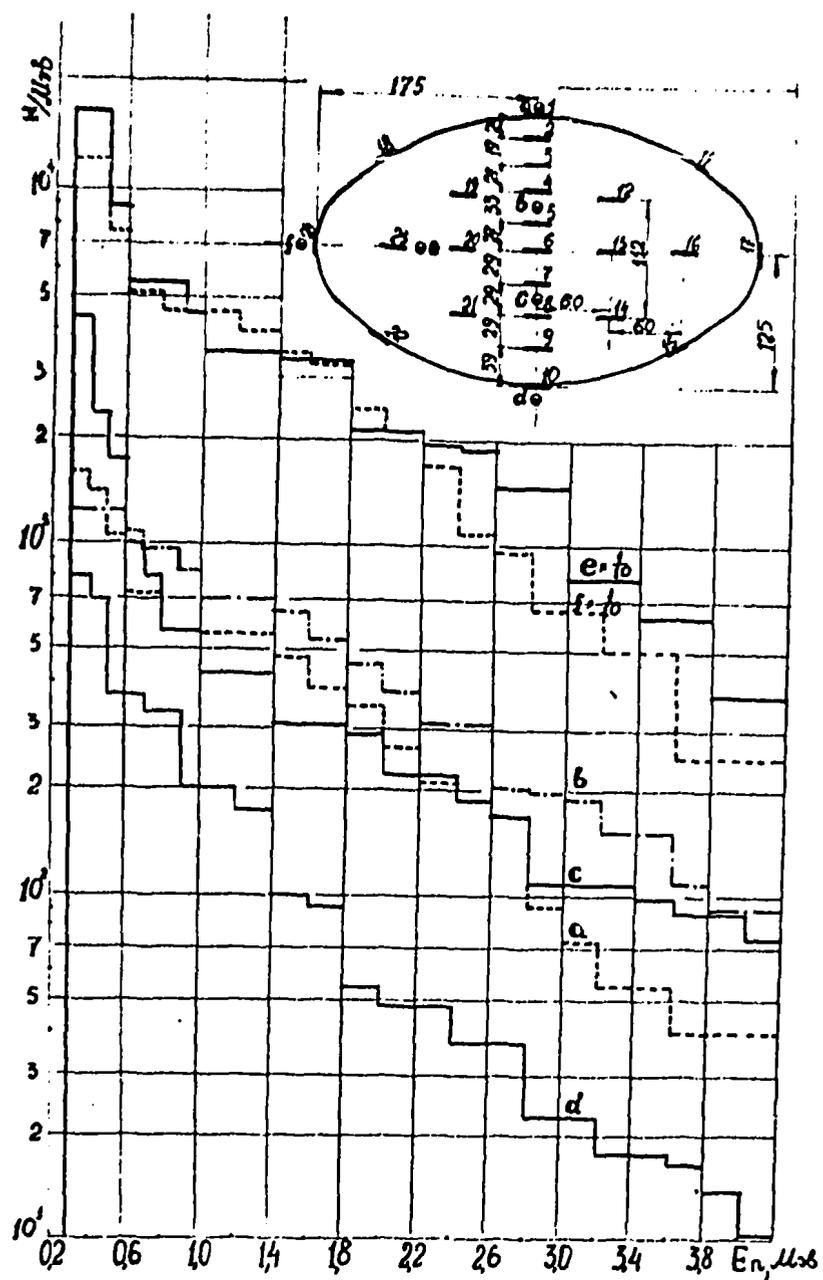


Рис. II. Энергетический спектр нейтронов внутри фантома для сборки 4а на быстрых нейтронах с бериллиевым отражателем ($R = 0,79$ м). В правом верхнем углу дано сечение фантома с точками измерения спектров (а- f) и потоков нейтронов и доз излучений (I-24) (размеры даны в миллиметрах)

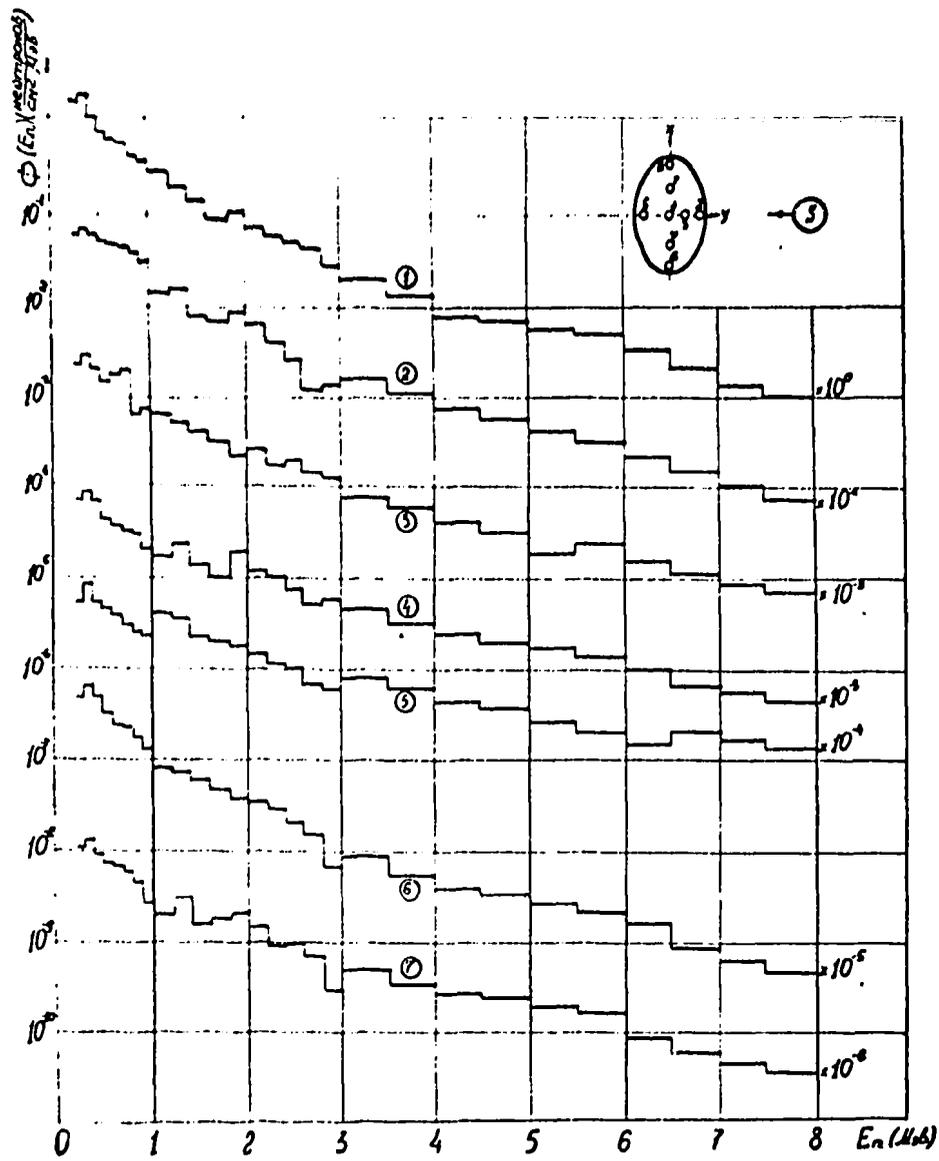


Рис. 12. Энергетический спектр нейтронов внутри фантома для точечного источника нейтронов давления 7 ($R = 100$ м):
 1 — энергетический спектр нейтронов в воздухе в отсутствие фантома

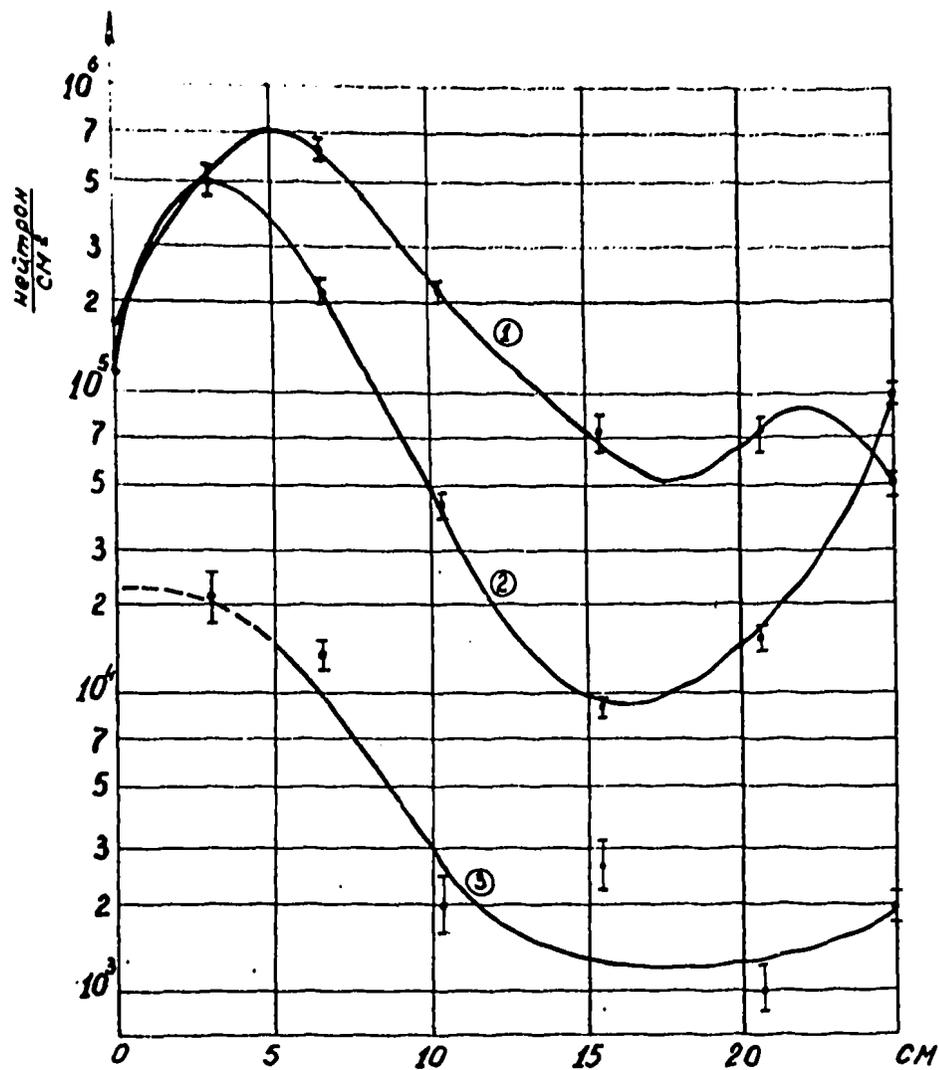


Рис. 13. Поток нейтронов внутри фантома вдоль малой оси для сборки 2 на быстрых нейтронах типа БР-I ($R = 1,2$ м):
 1 - поток тепловых нейтронов; 2 - поток промежуточных нейтронов ($0,4 \text{ эв} \leq E_n \leq 0,3 \text{ Мэв}$); 3 - поток быстрых нейтронов ($0,3 \text{ Мэв} \leq E_n \leq 10 \text{ Мэв}$)

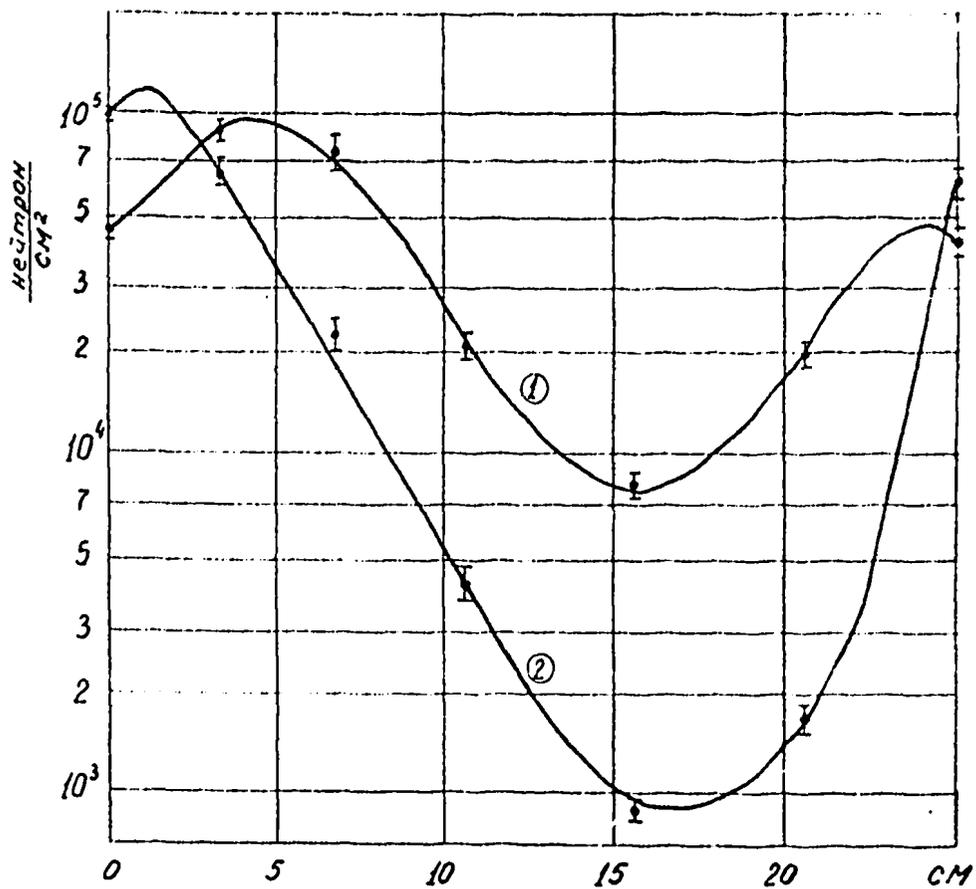


Рис. 14. Поток нейтронов внутри фантома: вдоль малой оси для сборки 2 на быстрых нейтронах типа БР-1 ($R = 2,3$ м);
 1 - поток тепловых нейтронов; 2 - поток промежуточных нейтронов
 ($0,4$ эв $\leq E_n \leq 0,3$ Мэв)

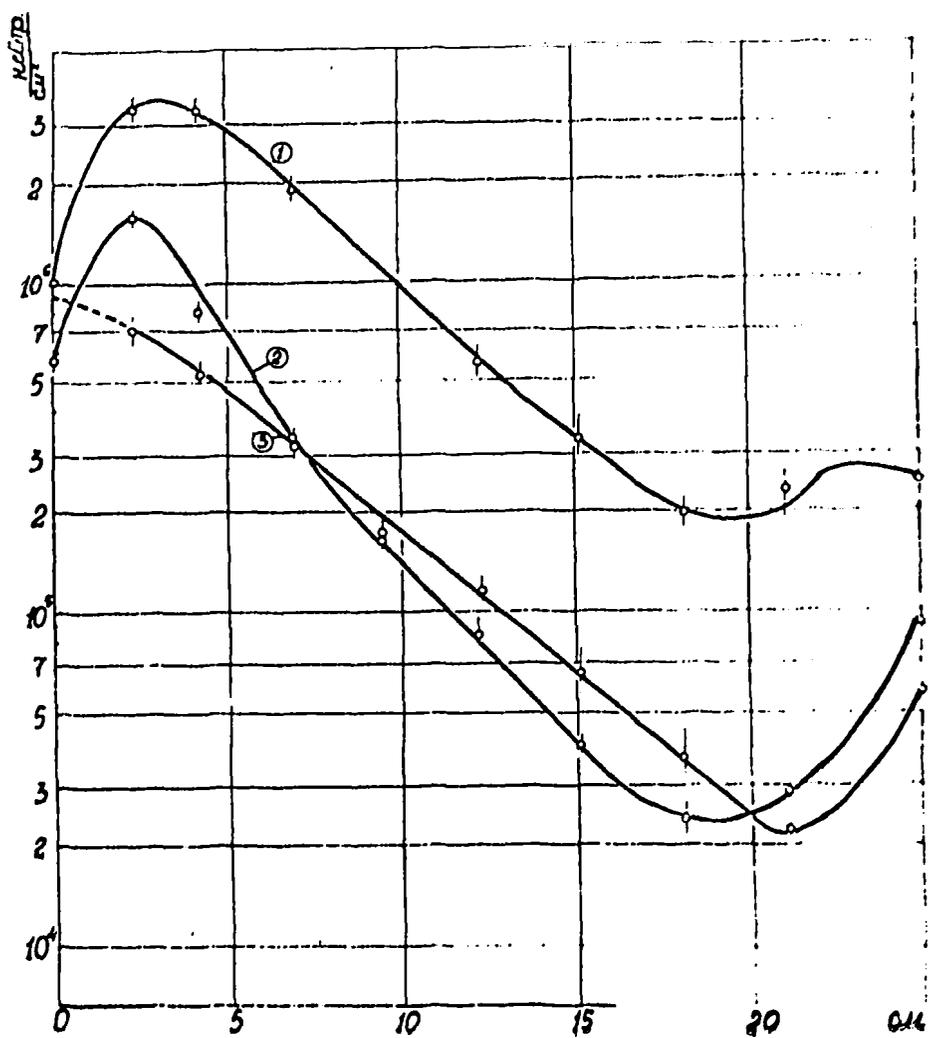


Рис. 15. Поток нейтронов внутри фантома вдоль мвлрой оси для водной сборки 3 с бериллиевым отражателем ($R = 0,51$ м):
 1 - поток тепловых нейтронов; 2 - поток промежуточных нейтронов ($0,4 \text{ эв} \leq E_n \leq 0,8 \text{ Мэв}$); 3 - поток быстрых нейтронов ($0,8 \text{ Мэв} \leq E_n \leq 10 \text{ Мэв}$)

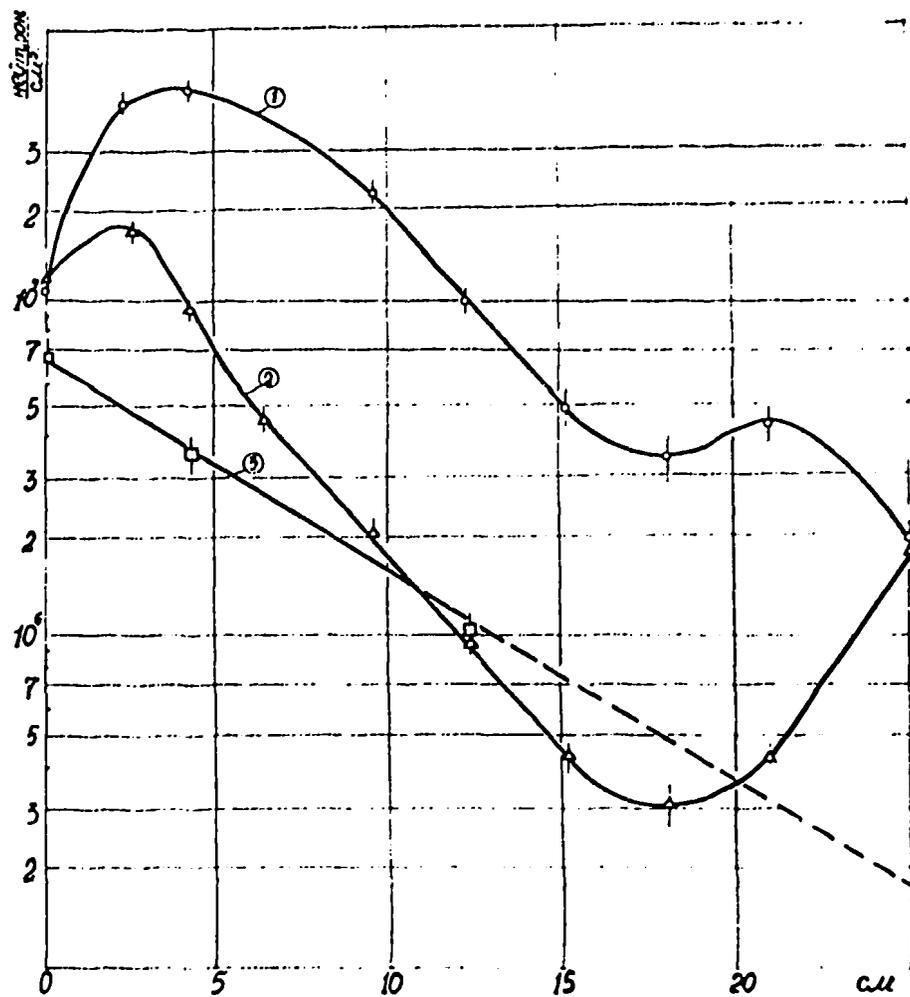


Рис. 16. Поток нейтронов внутри фантома вдоль малой оси для сборки 4а на быстрых нейтронах с бериллиевым отражателем ($R = 0,79$ м):

1 - поток тепловых нейтронов; 2 - поток промежуточных нейтронов ($0,4 \text{ эв} \leq E_n \leq 0,3 \text{ Мэв}$); 3 - поток быстрых нейтронов ($0,3 \text{ Мэв} \leq E_n \leq 10 \text{ Мэв}$)

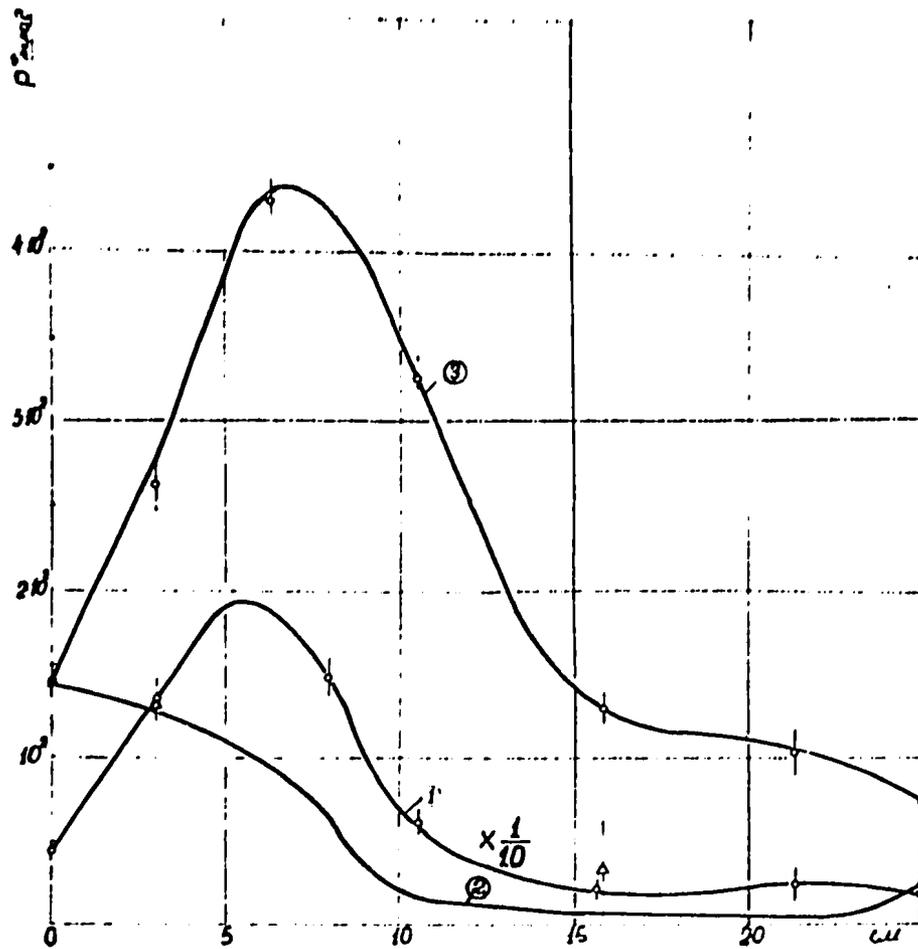


Рис. 17. Поглощенная доза заряженных частиц и γ -излучения внутри фантома вдоль малой оси для сборки 2 на быстрых нейтронах типа БР-I ($R = 1,2$ м):

1 - доза захватных протонов; 2 - суммарная доза заряженных частиц; 3 - суммарная поглощенная доза γ -излучения

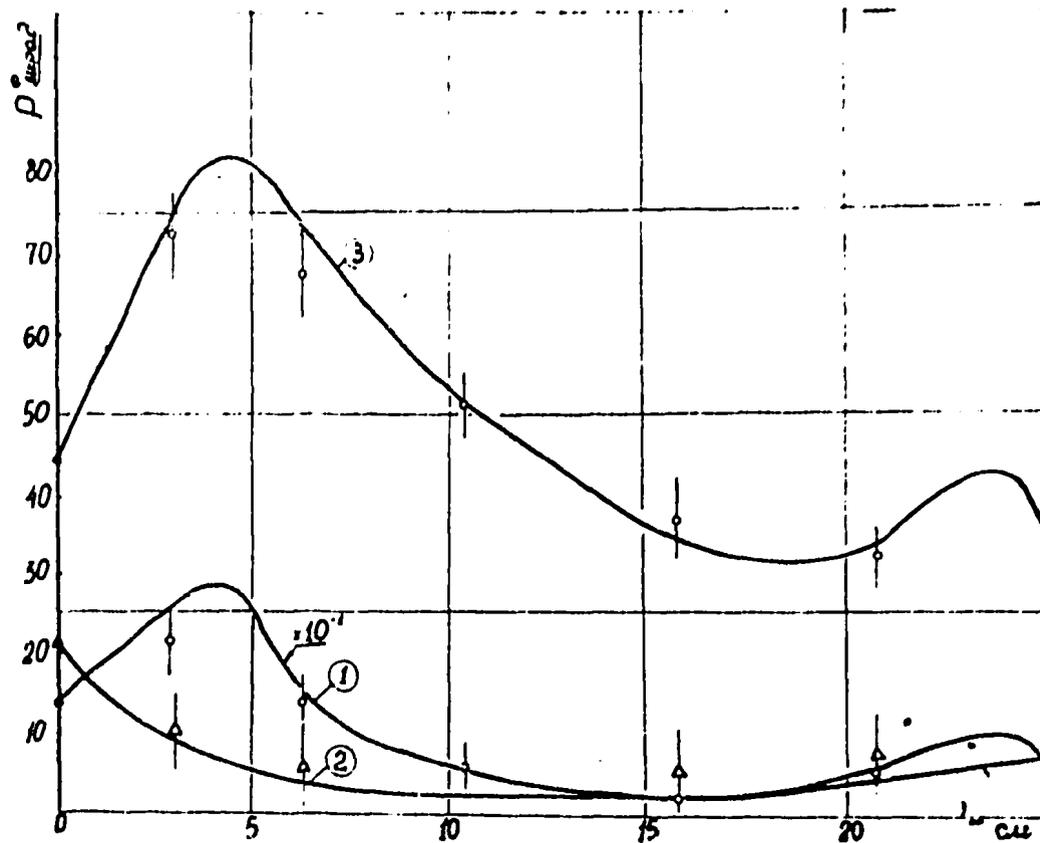


Рис. 18. Поглощенная доза заряженных частиц и γ -излучения внутри фантома вдоль малой оси для сборки 2 на быстрых нейтронах типа БР-I ($R = 2,3$ м):

1 - доза захватных протонов; 2 - суммарная доза заряженных частиц; 3 - суммарная поглощенная доза γ -излучения.

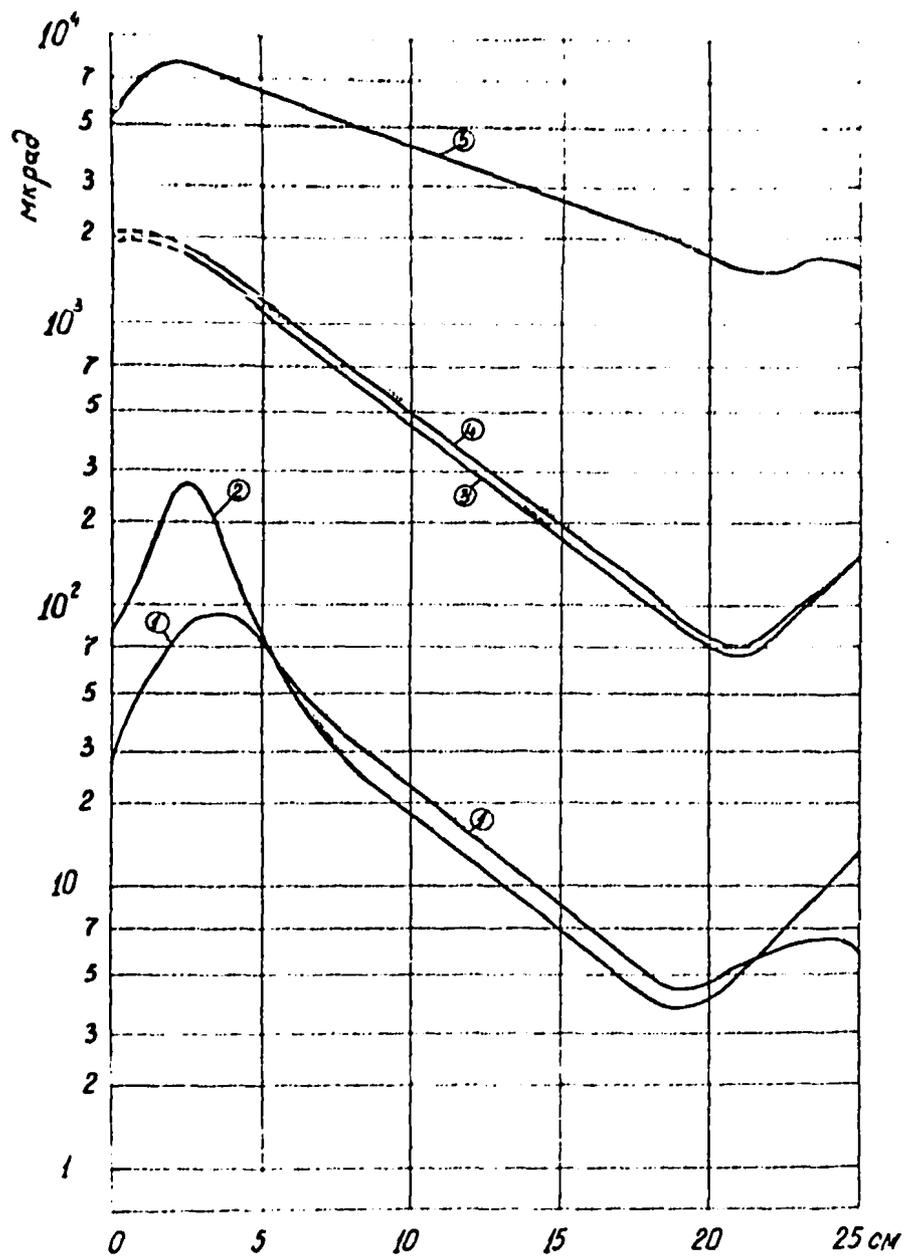


Рис. 19. Поглощенная доза заряженных частиц и γ -излучения внутри фантома вдоль малой оси для водяной сборки 3 с бериллиевым отражателем ($R = 0,51$ м):

1 - доза захватных протонов; 2 - доза заряженных частиц, обусловленная промежуточными нейтронами ($0,476 \leq E_n \leq 0,3 \text{ Мэв}$); 3 - доза заряженных частиц, обусловленная быстрыми нейтронами ($0,3 \text{ Мэв} \leq E_n \leq 10 \text{ Мэв}$); 4 - суммарная доза заряженных частиц; 5 - суммарная поглощенная доза γ -излучения

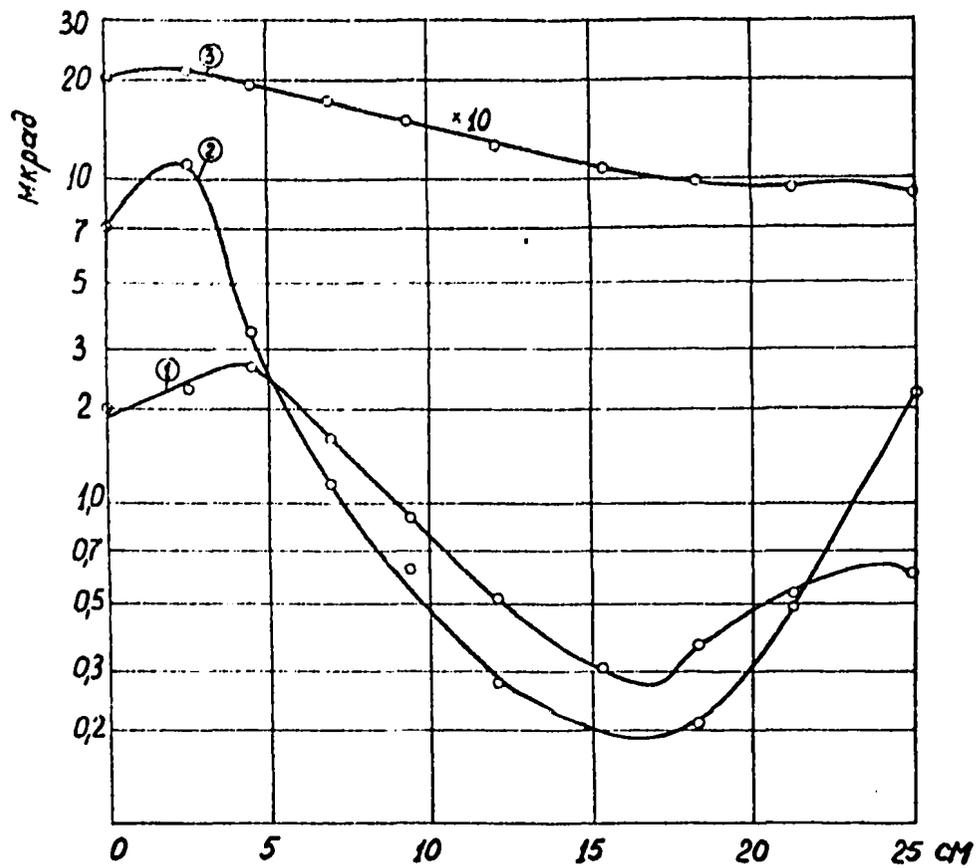


Рис. 20. Поглощенная доза заряженных частиц и γ -излучения внутри фантома вдоль малой оси для водяной сборки 3 с бериллиевым отражателем ($R = 3,7$):

1 - доза захватных протонов; 2 - доза заряженных частиц, обусловленная промежуточными нейтронами ($0,4 \text{ эв} \leq E_n \leq 0,3 \text{ Мэв}$); 3 - суммарная поглощенная доза γ -излучения

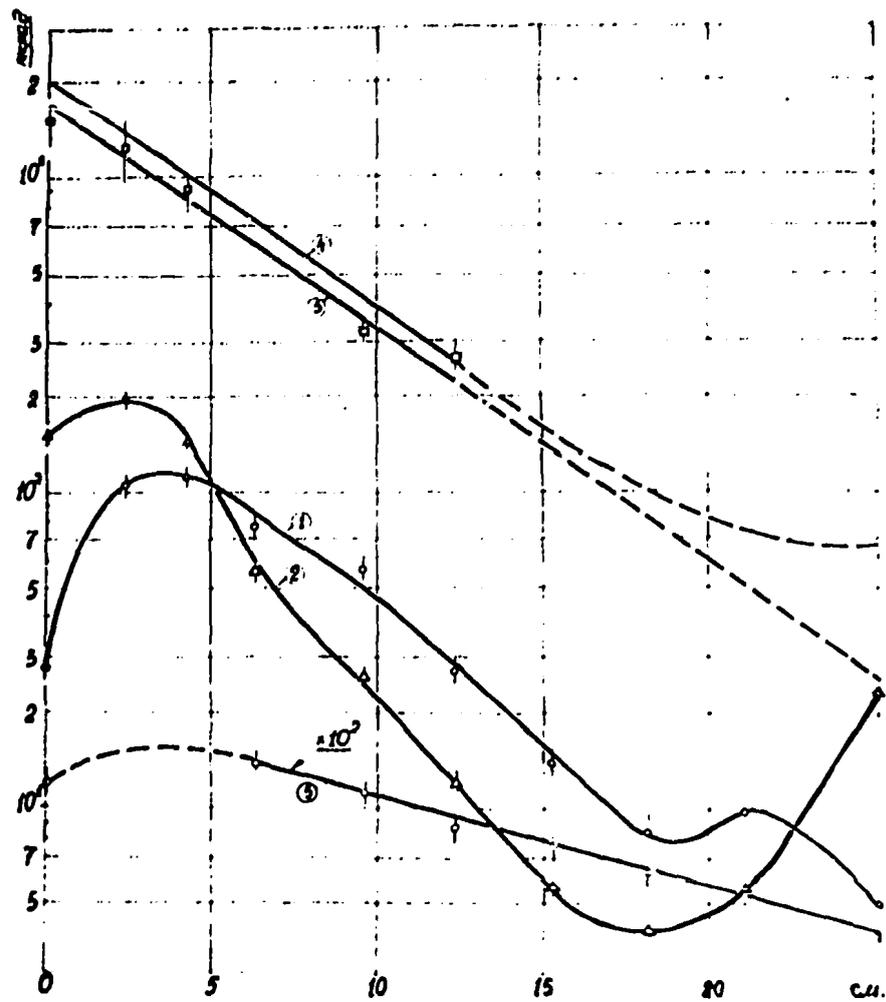


Рис. 21. Поглощенная доза заряженных частиц и γ -излучения внутри фантома вдоль малой оси для сборки 48 на быстрых нейтронах с бериллиевым отражателем ($R = 0,79$ м):
 1 - доза захватных протонов; 2 - доза заряженных частиц, обусловленная промежуточными нейтронами ($0,4 \leq E_n \leq 0,8$ Мэв); 3 - доза заряженных частиц, обусловленная быстрыми нейтронами ($0,8 \text{ Мэв} \leq E_n \leq 10$ Мэв); 4 - суммарная доза заряженных частиц; 5 - суммарная поглощенная доза γ -излучения

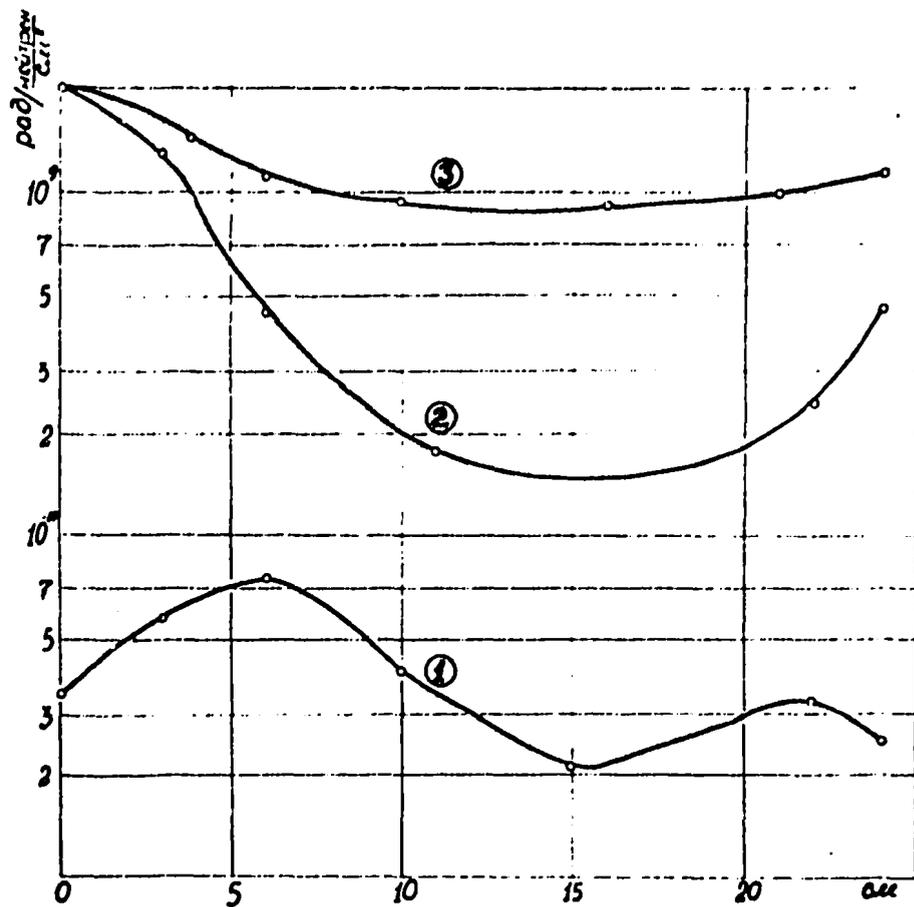


Рис.22. Поглощенная доза заряженных частиц и γ -излучения внутри фантома вдоль малой оси для точечного источника нейтронов деления ^{235}U ($R = 100 \text{ м}$):

1 - доза захватных протонов; 2 - суммарная доза заряженных частиц;
3 - суммарная поглощенная доза γ -излучения

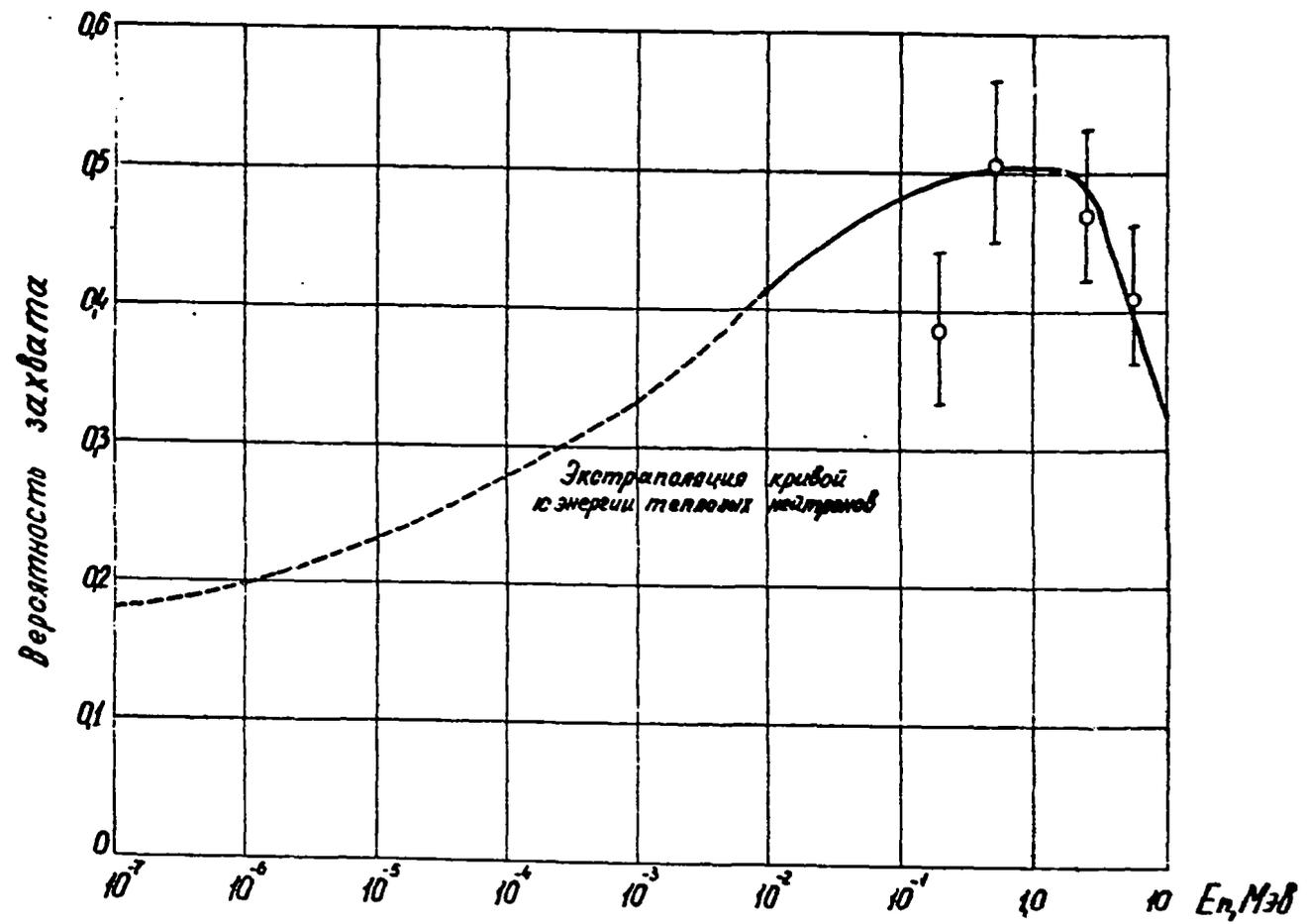


Рис.23. Вероятность захвата нейтронов в цилиндрическом фантоме диаметром 30 см. Данные заимствованы из работы [25], экспериментальные точки - из работы [56]

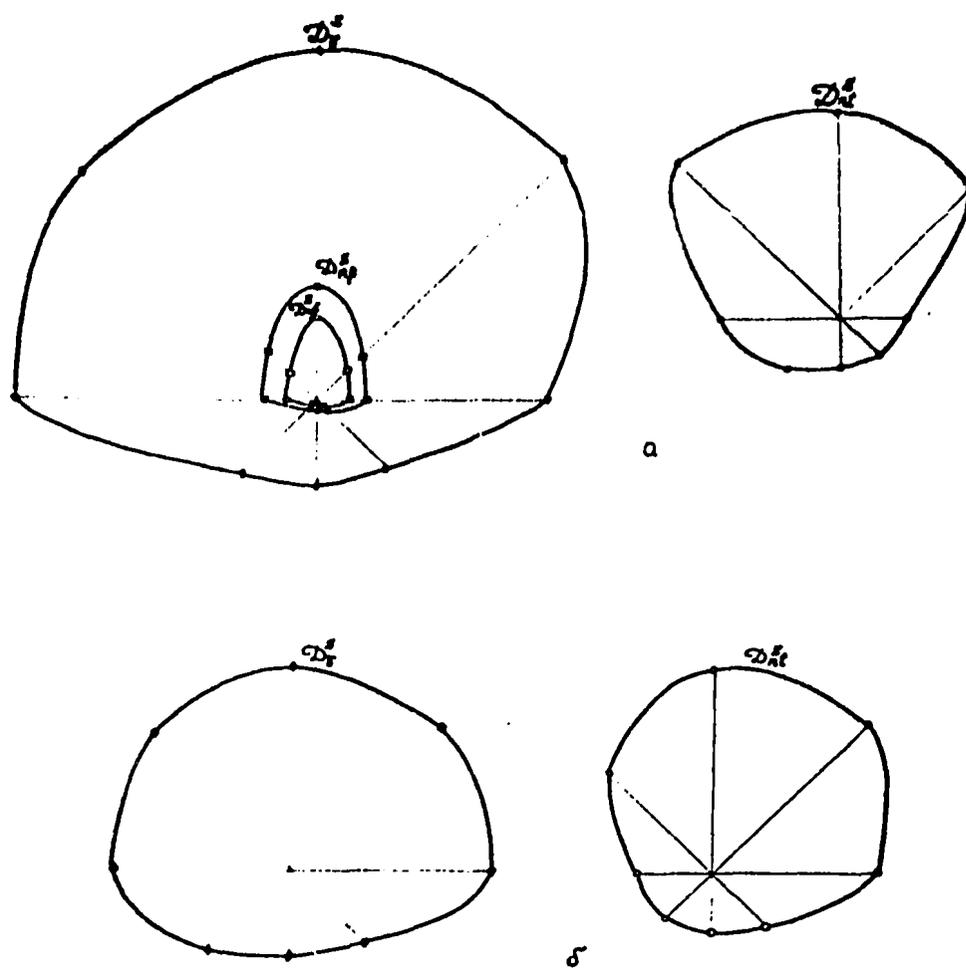


Рис.24. Распределение поверхностных доз заряженных частиц и γ -излучения по периметру фантома на уровне "груди" для водяной сборки З с бериллиевым отражателем (а - для $R = 0,51$ м, б - для $R = 3,7$ м).

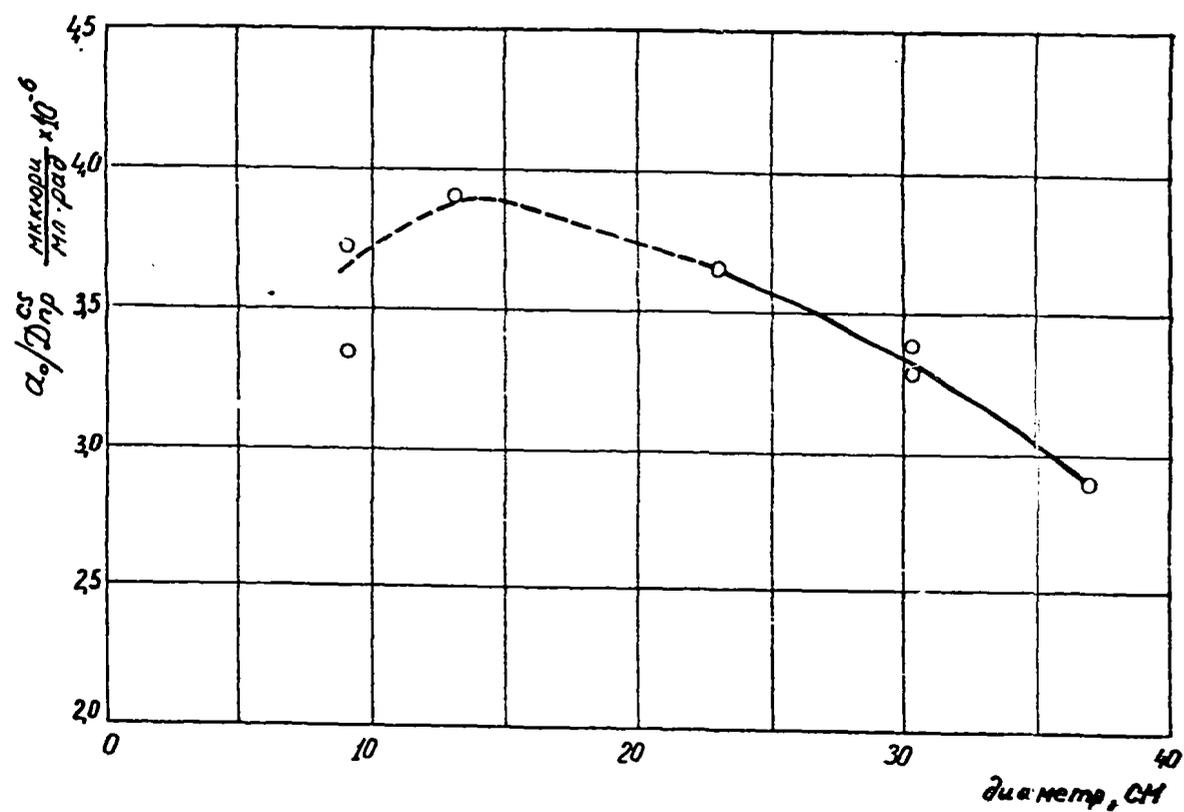


Рис. 25. Зависимость α_0/D_{kp}^{ES} от диаметра цилиндра, заполненного водным раствором натрия

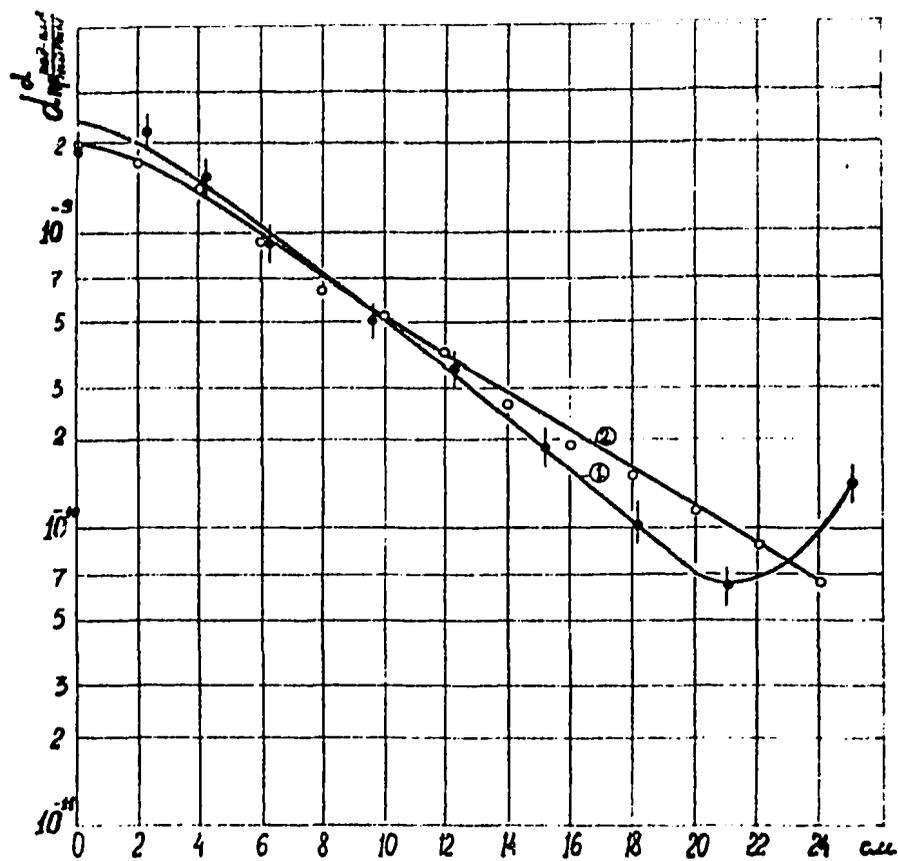


Рис.26. Поглощенные дозы заряженных частиц внутри эллиптического фантома вдоль малой оси для сборки 3 ($R = 0,51$ м):
 1 - эксперимент, 2 - расчет.

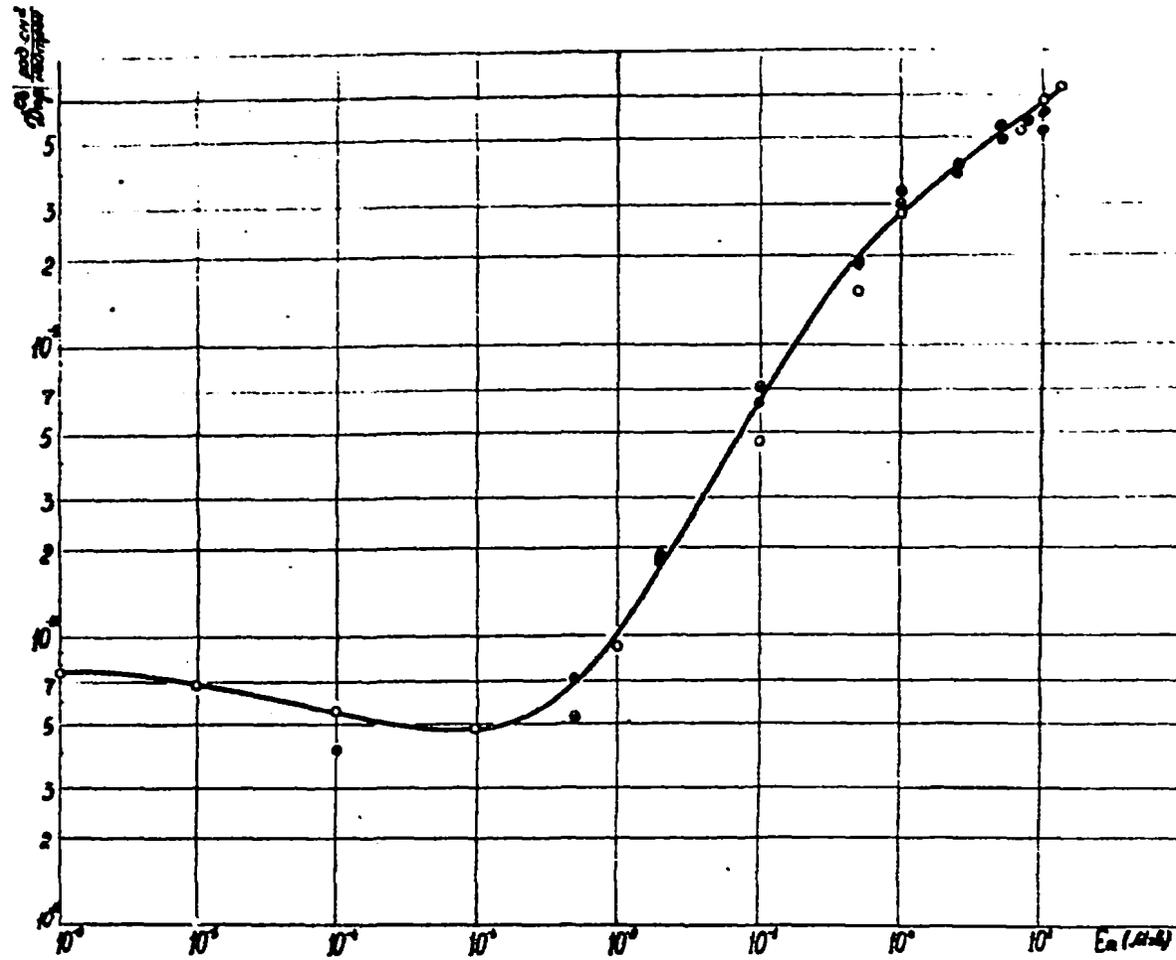


Рис.27. Зависимость удельной условной поверхностной дозы заряженных частиц от энергии нейтронов:
 •, ○ и ⊙ - данные работ [31], [33] и [34] соответственно

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Обозначения и терминология	3
1. Введение	6
2. Характеристика детекторов и критическихборок	9
3. Характеристика поля излучений в воздухе помещений критическихборок	14
А. Спектры нейтронов и гамма-излучения	17
Б. Поток и эквипозиционные дозы нейтронов и гамма-излучения	23
4. Поток нейтронов и поглощенные дозы заряженных частиц и гамма-излучения на поверхности фантома для разных критическихборок	32
5. Поток и спектр нейтронов,поглощенные дозы заряженных частиц и гамма-излучения внутри фантома для различных критическихборок	47
А. Спектры нейтронов	47
Б. Поток нейтронов и поглощенные дозы заряженных частиц и гамма-излучения внутри фантома	49
6. Параметры облучения человека	52
7. Активация натрия в фантомах	56
8. Неравномерность облучения по поверхности фантома	73
9. Сравнение расчетных и экспериментальных данных	78
10. Выводы и предложения	81
Литература	85

Вопросы атомной науки и техники

Серия: Ядерные константы

Выпуск 13

(Приложение)

Подписано в печать 6/У 1974 г. Т-08827 Форм. бум. 60 х 90 1/8
Бумага офсетная № 2 Уч.-изд.л.11,7 Тираж 150 экз. Зак.тип.№ 514
Цена 1 р. 17к.

Отпечатано на ротапринте ЦПИАтоминформа,
119146, Москва, Г-146, аб/яц 584

УДК 539.17(048)

ДОЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЕЙ ИЗУЧЕНИЯ И ПОГЛОЩЕННЫЕ ДОЗЫ В
ТКАНЕЭКВИВАЛЕНТНЫХ ФАНТОМАХ. Обатуров Г.М. Сб. "Вопросы атомной науки
и техники. Серия: Ядерные константы". Вып. 13. М., ЦНИИатоминформ, 1974, с. 117.

В данной работе для большого числа критическихборок дан подроб-
ный анализ дозовых характеристик полей излучений в воздухе, тканевых
доз в фантомах и параметров облучения человека при самопроизвольной
ядерной реакции. Выведены соотношения между характеристиками полей
излучения и активацией натрия в теле человека и параметрами облучения.
Представлены рекомендации и методы определения дозовых характе-
ристик и параметров облучения (рис. 25, табл. 30, библиограф.).