

14  
K-75

344



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.И. Кочкин, А.Б. Попов, И.И. Шелонцев

744

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК  
НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА  
МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Дубна 1961 год

В.И. Кочкин, А.Б. Попов, И.И. Шелонцев

744

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК  
НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА  
МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

1126/2 ч.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Введение. Нейтронный детектор и процесс  
регистрации нейтронов

В Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ изготовлен детектор для проведения измерений полных нейтронных сечений методом времени пролета.

Детектор представляет собой контейнер, наполненный жидким сцинтиллятором, содержащим бор. Нейтроны, попадая в контейнер и замедляясь, захватываются ядрами  $B^{10}$  /  $B^{10}(n,\alpha)Li^7$  / . Образующиеся  $\alpha$ -частицы вызывают сцинтилляции, которые улавливаются фотоумножителями и регистрируются радиосхемой.

Целью настоящих расчетов явилось вычисление эффективности детектора к нейтронам различной энергии для различных толщин детектора, а также среднего времени жизни нейтронов в детекторе до поглощения. Исследовались две среды: с естественным бором и обогащенным  $B^{10}$ .

Сцинтиллятором является смесь толуола  $C_7H_8$  с метилборатом  $B(OCH_3)_3$  (50%, 50%) с добавками PPO и POPOP (4г/л и 0,02г/л). Такой детектор описан в работе /3/, там же приведены некоторые данные о расчете методом Монте-Карло его характеристик.

Поскольку толщина детектора много меньше его ширины, то детектор можно заменить бесконечным слоем толщиной, равной толщине детектора, что упрощает расчеты. Расчеты велись для среды, занимающей половину пространства. Предполагалось, что нейтроны падают параллельным пучком перпендикулярно поверхности, проникают внутрь среды, блуждают там, сталкиваясь с ядрами до захвата, или вылетают обратно из среды. После каждого соударения учитывалась новая энергия нейтрона. Считалось, что при достижении тепловой энергии, энергия нейтронов больше не меняется. Рассматривались столкновения с ядрами трех типов: рассеяние на водороде, поглощение бором  $-10$ , рассеяние на фиктивном ядре, атомный вес и сечение взаимодействия с нейтронами которого определялись усреднением параметров ядер  $C^{12}$ ,  $B^{11}$ ,  $O^{16}$  с учетом рассеяния на  $B^{10}$ . При расчете прослеживалась судьба 1000 нейтронов с начальной энергией  $E_0$  до поглощения ( $E_0 = 1$  эв; 10 эв; 100 эв; 1000 эв; 5 Кэв; 10 Кэв; 50 Кэв; 100 Кэв). В каждой энергетической группе нейтронов учитывалось количество нейтронов, вышедших за пределы среды. При прохождении нейтрона через среду вычислялось время блуждания

нейтрона, максимальное удаление нейтрона от поверхности среды и координата поглощения. Эти данные группировались в виде таблиц. По ним можно определить вероятность поглощения нейтрона в зависимости от толщины детектора, среднее время жизни нейтрона до поглощения и др.

## 2. Метод Монте-Карло и его реализация на электронных вычислительных машинах (э.в.м.)

Обычно под методом Монте-Карло понимают процесс, включающий использование статистики для приближенного решения физической или математической задачи. Метод Монте-Карло широко применяется сейчас для различных расчетов. Для многих задач статистической механики, диффузии частиц и др. можно получить приближенное решение, исходя из вероятностной модели. Это относится и к тем случаям, где классический анализ не дает результата. При этом, обычно, прослеживают судьбу большого числа частиц, каждая из которых ведет себя случайно в соответствии с вероятностной моделью. Элементы случайности обеспечиваются таблицей случайных чисел. Однако, для расчетов на электронных вычислительных машинах таблицы случайных чисел неудобны, и обычно применяют псевдослучайные числа, определяемые по какой-либо рекуррентной формуле. (Иногда применяют и физические генераторы случайных чисел).

В настоящее время широко употребляются два метода получения псевдослучайных чисел. В первом методе, предложенном Нейманном,  $n$  - значное случайное число возводится в квадрат и за следующее случайное число принимаются средние  $n$  цифр квадрата. Первое случайное число берется из таблицы случайных чисел. Второй метод, предложенный Лемером, называют методом вычетов. Случайные числа по этому методу вычисляются по следующей формуле

$$x_{k+1} \equiv px_k + a \pmod{M}$$

( $\equiv$  означает сравнение). Для различных комбинаций  $p$ ,  $a$ ,  $M$  и  $x_0$  получаются различные серии псевдослучайных чисел. Для данного расчета использовались псевдослучайные числа, полученные комбинацией обоих методов.

Расчет был проведен на машине "Сетунь", созданной в ВЦ МГУ. Следует отметить, что ввиду малой разрядности машины случайные числа получаются хуже, чем на машине с большей разрядностью<sup>/5/</sup>. Для лучшего знакомства с методом Монте-Карло рекомендуем<sup>/6/</sup>.

## Принятые обозначения

Обозначения	Размерность	Пояснение
$v_0$	км/сек	Начальная скорость нейтрона
$v_i$	км/сек	Скорость нейтрона после $i$ -того соударения
$x_i$	см	Кратчайшее расстояние от нейтрона после $i$ -того соударения до поверхности детектора
$l_i$	см	Пробег нейтрона
$\psi_i$	рад	Угол между первоначальным направлением движения нейтрона и новым направлением
$\phi_i$	рад	Азимутальный угол $\phi$ рассеяния нейтрона
$\tau_i$	сек	Время нахождения нейтрона в среде после $i$ -того соударения
$\sigma_n(v)$	барн	Сечение рассеяния для водорода
$N_i$		Количество столкновений нейтрона
$\max x_i$	см	Максимальное расстояние, на которое зашел нейтрон после $i$ -того соударения
$\alpha_i$	рад	Угол между направлением нейтрона и перпендикуляром к поверхности среды

## 3. Методика расчета

Сейчас мы рассмотрим формулы, по которым велось расчеты пробега углов рассеяния и др. величин. Связь отдельных этапов расчета хорошо видна в таблице 1.

Для подготовки к расчету берем нейтрон на границе детектора с энергией  $E_0$  (со скоростью  $v_0$ ), летящий перпендикулярно поверхности детектора. При расчете нейтрон характеризуется величинами  $v_i; x_i; \alpha_i; \tau_i; N_i; \max x$ .

Смысл обозначений указан выше. Для начального нейтрона эти переменные принимают следующие значения:

$v_i = v_0$	Скорость равна начальной скорости
$x_i = 0$ $\max x_i = 0$	Нейтрон находится на границе детектора и еще не заходил внутрь
$\cos \alpha_i = 1$	Скорость нейтрона перпендикулярна поверхности среды
$\tau_i = 0$	Время жизни нейтрона в среде равно 0
$N = 0$	Число столкновений нейтрона равно 0.

Как известно, вероятность для нейтрона пройти расстояние  $l$  и претерпеть взаимодействие в слое  $dl$  равна:

$$dw = e^{-\Sigma l} dl \Sigma, \quad (1)$$

где  $\Sigma$  - макроскопическое полное сечение.

Можно сопоставить  $dw$  с вероятностью  $dp$  случайного попадания точки в интервал  $(n, n+dn)$  единичного отрезка:

$$dw = \text{const } dp.$$

Так как  $dp = dn$  и нормировано на единицу, как и  $dw$ , то

$$dn = dw = e^{-\Sigma l} \Sigma dl. \quad (2)$$

Проинтегрировав 2 от 0 до  $n$  и от 0 до  $l$ , соответственно, мы получим формулу, связывающую случайное число  $n$  из интервала  $(0,1)$  с пробегом  $l$

$$n = \int_0^l e^{-\Sigma l} dl \Sigma = 1 - e^{-\Sigma l}. \quad (3)$$

Это выражение можно представить в виде:

$$e^{-\Sigma l} = n',$$

где  $n'$  также число, равномерно распределенное в интервале  $(0,1)$ . Для счета использовалась формула:

$$l = \frac{-\ln n'}{\Sigma(v)}. \quad (4)$$

Выражение для  $\Sigma$  имеет вид:

$$\Sigma(v) = n_1 \sigma_1 + n_2 \sigma_2 + \dots + n_k \sigma_k, \quad (5)$$

где  $n_i$  - количество атомов  $i$ -того вещества смеси в  $1 \text{ см}^3$  и  $\sigma_i$  - его сечение. Для нашего случая

$$\begin{aligned} \Sigma(v) = & n_H \sigma_H + n_{B^{10}} \sigma_{B^{10}}^{\text{зах.}} + n_O \sigma_O + n_C \sigma_C + n_{B^{11}} \sigma_{B^{11}} + \\ & + n_{B^{10}} \sigma_{B^{10}}^{\text{расс.}} - n_H \sigma_H + n_{B^{10}} \sigma_{B^{10}} + n_\phi \sigma_\phi, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $n_H$ ,  $n_{B^{10}}$ ,  $n_O$ ,  $n_C$ ,  $n_{B^{11}}$  - количества атомов в  $1 \text{ см}^3$  среды: водорода, бора - 10, кислорода, углерода, бора - 11, соответственно, а  $\sigma$  - их сечения (рассеяния или захвата). Для расчета нужно особо выделить атомы водорода и  $B^{10}$ . Все остальные атомы объединяем в "фиктивные", причем

$$n_{\text{ф}} = n_O + n_C + n_{B^{10}} + n_{B^{11}} \quad (7)$$

$$\sigma_{\text{ф}} = \frac{n_O \sigma_O + n_C \sigma_C + n_{B^{11}} \sigma_{B^{11}} + n_{B^{10}} \sigma_{B^{10}}}{n} \quad (8)$$

$$A_{\text{ф}} = \frac{A_O n_O + A_C n_C + A_B n_B}{n} \quad (9)$$

где  $A$  - атомный вес "фиктивного" ядра,  $A_O$ ,  $A_C$ ,  $A_B$  - атомные веса кислорода, углерода и бора. Используя числовые данные из таблицы 2, получим формулы для  $\Sigma(v)$

$$\Sigma^I(v) = 0,0465 \sigma_H(v) + 0,165 + \frac{4,39}{v} \quad (10)$$

$$\Sigma^{II}(v) = 0,0465 \sigma_H(v) + 0,165 + \frac{18,6}{v} \quad (11)$$

Первая и вторая формула из 10 и 11 употреблялись для 1-го (обыкновенный бор) и 2-го (обогащенный бор) состава соответственно.  $\sigma_H(v)$  - сечение рассеяния для водорода бралось из таблицы, которая состояла из 25 точек и также вводилась в машину.

Для определения типа столкновений применялись формулы 10, 11. Для этого брались отношения каждого члена (из 10) ко всей сумме. Получалось три числа

$$c_1 = \frac{0,0465 \sigma(v)}{\Sigma(v)}; \quad c_2 = \frac{0,165}{\Sigma(v)}; \quad c_3 = \frac{4,39}{v \Sigma(v)},$$

причем сумма их равна единице. Можно сопоставить вероятности рассеяния на водороде, фиктивном ядре или поглощения вероятности выборки случайного числа  $P$  из интервала  $(0,1)$ , причем, если

$$\begin{aligned} 0 < p < c_1, & \quad \text{то нейтрон рассеялся на H;} \\ c_1 < p < c_1 + c_2, & \quad \text{то нейтрон рассеялся на } \Phi; \\ c_1 + c_2 < p < 1, & \quad \text{то нейтрон поглотился в ядре В}^{10}. \end{aligned}$$

При рассеянии на фиктивном ядре и ядре водорода необходимо учитывать углы рассеяния. В системе  $L$  угол рассеяния  $\psi$  определяется как

$$\cos \psi = \frac{A \cos \theta + 1}{\sqrt{A^2 + 2A \cos \theta + 1}}, \quad (12)$$

где  $\theta$  - угол рассеяния в системе  $C$ . Вероятность рассеяния на угол  $\theta$  в системе  $C$  пропорциональна  $\sin \theta d\theta$ . По аналогии с (3) мы заключаем, что  $\cos \theta$  распределен в интервале  $(-1, 1)$  равномерно. Если же наше случайное число  $n$  взято из интервала  $(0,1)$ , то

$$\cos \theta = 2n - 1 \quad 0 < n < 1. \quad (13)$$

Атомный вес фиктивного ядра получается из  $\theta$  равным 12,65, а водорода - 1. Для  $\cos \psi$  в случае  $\Phi$  и  $H$  имеем соответственно

$$\cos \psi = \frac{12,65(2n-1) + 1}{\sqrt{161 + 25,3(2n-1)}}, \quad (14)$$

$$\cos \psi = \frac{2n+1-1}{\sqrt{2+4n-2}} = \sqrt{n} \quad 0 < n < 1. \quad (15)$$

При счете постоянно учитывалась скорость нейтрона и при каждом столкновении вычислялась новая скорость по формуле  $\sqrt{4/}$ :

$$v_i = v_{i-1} \frac{\sqrt{A^2 + 2A \cos \theta + 1}}{A+1}, \quad (16)$$

где  $A$  - атомный вес ядра, столкнувшегося с нейтроном.



При понижении скорости ниже 3,09 км/сек дальнейшее снижение скорости не учитывалось и сразу принималось  $V_1 = 2,2$  км/сек. С этой скоростью нейтрон блуждал до захвата или до вылета из среды<sup>х)</sup>.

Для определения положения нейтрона использовались следующие координаты: расстояние от поверхности детектора до нейтрона  $x_1$  и угол между перпендикуляром к поверхности среды и направлением нейтрона  $\alpha_1$ . При рассеянии образуются два новых угла:  $\psi$  (15) и  $\phi$  - азимутальный угол.  $\phi$  образован двумя плоскостями: одна из них проходит через старое и новое направления нейтрона, а другая - через старое направление нейтрона и перпендикулярна плоскости XOY (ось OY проходит к глазу наблюдателя),  $\phi$  вычислялся как угол, равновероятный в пределах  $(-\frac{\pi}{2}; +\frac{\pi}{2})$ . По углам  $\psi$  и  $\phi$  вычислялся новый угол  $\alpha_{1+1}$  по формуле:

$$\cos \alpha_{1+1} = \cos \alpha_1 \cos \psi_1 + \sin \alpha_1 \sin \psi_1 \cos \phi. \quad (17)$$

Формула 17 есть теорема косинусов в применении к сферическому треугольнику (см. рис. 1).

#### 4. Результаты и их обсуждение

Результаты расчета были представлены в виде таблицы из 4-х столбцов для каждой энергетической группы. Среда была разбита на слои от 0 до 9 см через 1 см, от 9 до 13 см через 2 см и от 13 до  $\infty$ . Для каждого слоя было выведено число нейтронов, поглотившихся в этом слое, число поглотившихся нейтронов,

<sup>х)</sup> Скорость 3,09 км/сек выбрана потому, что сечение рассеяния на водороде с уменьшением скорости до 2,2 км/сек увеличивается мало. При достижении нейтронами скорости 3,09 км/сек считалось, что дальнейшее их движение происходит со скоростью 2,2 км/сек, т.е. со средней скоростью максвелловского спектра. Это допущение не вносит значительной ошибки в вычисление эффективности детектора, поскольку, начиная с 3,09 км/сек, вероятность поглощения бором начинает превышать вероятность рассеяния на других ядрах, пробег нейтронов до поглощения становится мал, вероятность вылететь из среды будет также мала. Это допущение не повлияет и на время жизни нейтронов в среде, так как для медленных нейтронов время жизни в среде, поглощающей как  $1/v$ , не будет зависеть от скорости (при условии, что мала вероятность вылета медленных нейтронов из среды).

максимально зашедших на расстояние данного слоя, суммарное число столкновений для нейтронов второго столбца и суммарное время нахождения в среде также для нейтронов второго столбца.

Расчеты проведены для двух сред: А - с естественным бором (водород 54,8%;  $B^{10}$  - 0,59%, фиктивные ядра 44,61%); Б - с бором, обогащенным  $B^{10}$  до 80% (водород 54,8%,  $B^{10}$  - 2,50%, фиктивные 42,7%).

Результаты обработки машинных данных представлены в таблице 3, в которой приведены эффективность и время жизни в зависимости от толщины детектора для двух сред и различных энергий нейтронов. В тех случаях когда проводились поворотные расчеты, эти данные также приводятся.

В таблице 4 отдельно показаны средние времена жизни для различных энергий нейтронов для трех толщин детекторов.

Данные таблиц наглядно иллюстрируют графики. Графики 1 и 2 показывают ход эффективности  $\xi$  в зависимости от толщины детектора для различных  $E_0$  и обоих составов сред. На графиках 3 и 4 приведены для некоторых толщин детектора эффективности в зависимости от энергии нейтронов  $E_0$ . Графики 5 и 6 изображают ход времени жизни в зависимости от толщины и энергии.

Анализ результатов показал, что наши данные хорошо согласуются с теми данными, которые имеются в работе Боллингера и Томаса (эффективность детектора толщиной 3 см с составом Б совпадает с экспериментальной эффективностью для такого детектора, приведенной в этой работе, согласуются также времена жизни нейтронов).

Из приведенных графиков видно, что использование обогащенного бора существенно увеличивает эффективность (например, для детектора толщиной 3 см - на 40%, для детектора толщиной 4 см - на 25%). 4-х см детектор с естественным бором будет иметь такую же эффективность, как 3-х см детектор с обогащенным бором. Время жизни нейтронов в детекторе с обогащенным бором в 4-5 раз меньше, чем в детекторе с естественным бором, что существенно в том случае, когда ширина нейтронного импульса селектора сравнима с временем жизни нейтронов в детекторе. В этом случае разрешающая способность установки значительно улучшится при использовании детектора с обогащенным бором. В противном случае применение обогащенного бора не имеет смысла.

Проведенный расчет позволил определить эффективность детектора с естественным бором в зависимости от толщины, данных о которой до сих пор не имелось. Из графика № 4 видно, что эффективность детектора толщиной 3 см можно записать приближенно в таком виде:

$$\xi = 0,90 - 0,19 \lg E \quad 1 < E < 1000 \text{ эв,}$$

а для детектора толщиной 4 см

$$\xi = 0,94 - 0,13 \lg E \quad 1 < E < 100000 \text{ эв.}$$

Следует отметить, что на самом деле эффективность детектора будет меньше расчетной. Дело в том, что для уменьшения эффективности к  $\gamma$ -лучам производится отбор с помощью дискриминатора импульсов от нейтронов, амплитуды которых имеют распределение в форме пика с "хвостом" в области больших амплитуд, обусловленным регистрацией 480 Кэв  $\gamma$ -квантов, сопровождающих в 93% реакцию  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ . Поэтому часть нейтронов не регистрируется радиосхемой. Доля несчитанных нейтронов определялась экспериментально. Она растет линейно с толщиной детектора (увеличивается вероятность регистрации 480 Кэв  $\gamma$ -квантов) и определяется формулой

$$\eta = 0,11 + 0,024 d, \text{ где } d \text{ — в см.}$$

Таким образом эффективность детектора к нейтронам будет равна

$$\xi = \xi_{\text{расчетное}} (1 - \eta).$$

Эффективность к  $\gamma$ -лучам с  $E = 1$  Мэв равна  $\xi_{\gamma} = 0,012 d$ , собственный фон детектора (от космического излучения и естественной загрязненности помещения) также растет линейно с толщиной. Все это приводит к тому, что для улучшения отношения эффективности регистрации нейтронов по сравнению с регистрацией  $\gamma$ -лучей и собственного фона выгодно работать с возможно тонким детектором. Однако для получения приемлемой интенсивности счета в условиях не слишком большого  $\gamma$ -фона нейтронного источника приходится идти на компромисс и работать с толщиной детектора 3 - 4 см.

Из графиков 1 и 2 видно, что кривые эффективности для нейтронов с  $E_0 = 50$  Кэв и  $E_0 = 5$  Кэв для состава А и с  $E_0 = 50$  Кэв для состава Б выпадают из соответствующего семейства кривых; из графика № 6 видно также, что время жизни в среде Б в зависимости от  $E_0$  имеет большой разброс, хотя на самом

деле должно наблюдаться плавное уменьшение  $\sigma$  с  $\Phi_0$ . Названные отклонения нельзя объяснить плохой статистикой, так как прослеживалась судьба большого числа нейтронов. Поскольку полученные результаты в остальном хорошо согласуются с известными данными, то не было предпринято попыток уточнить наши результаты и оценить их ошибку.

Наблюдаемые отклонения мы склонны объяснить не вполне удовлетворительными случайными числами (было установлено, что случайные числа не вполне удовлетворяют критерию случайности, имелась корреляция).

#### Л и т е р а т у р а

1. D.I.Hyghes and I.Harvey. Neutron Cross Sections, 1955, London.
2. Handbook of Chemistry and Physics, 37th edition, 1957.
3. L.M.Bollinger, I.E.Thomas, Rev. Sci. Instr. 28, N7, 1957.
4. Стефенсон. Введение в ядерную технику стр. 153-160, ГИТТЛ, Москва 1958.
5. И.М.Соболь. Теория вероятностей и ее применение. т. III, вып. 2, 1958.
6. Symposium on Monte-Carlo Methods, N4, London, 1956.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 мая 1961 года.

Таблица I

Схема расчета

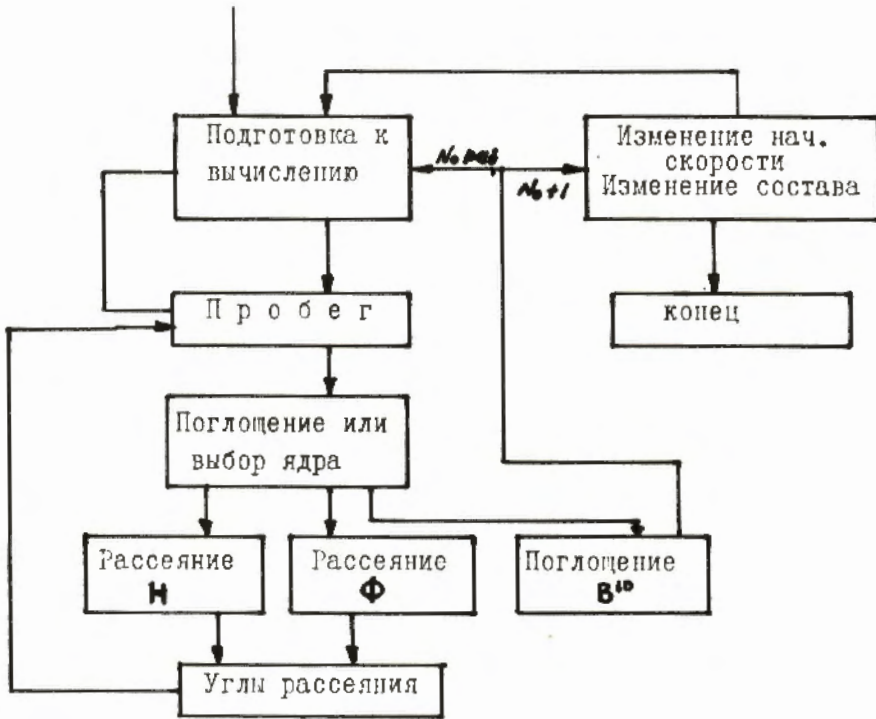


ТАБЛИЦА 2

	Толуол	метилборат
Плотность [2]	0,866	0,915
Молекулярный вес [2]	92	104
Химическая формула	$C_7H_8$	$B(OCH_3)_3$
	Количество атомов	
в $0,5 \text{ см}^3$ толуола	в $0,5 \text{ см}^3$ метилбората	в $1,0 \text{ см}^3$ смеси
$n_H$ $2,266 \cdot 10^{22}$	$2,383 \cdot 10^{22}$	$4,649 \cdot 10^{22}$
$n_O$ 0	$7,944 \cdot 10^{21}$	$7,944 \cdot 10^{21}$
$n_C$ $1,983 \cdot 10^{22}$	$7,944 \cdot 10^{21}$	$2,777 \cdot 10^{22}$
$n_B$ 0	$2,648 \cdot 10^{21}$	$2,648 \cdot 10^{21}$
	Количество атомов бора в $1 \text{ см}^3$	
	для состава А	для состава Б
$n_{B^A}$ $0,498 \cdot 10^{21}$		$2,118 \cdot 10^{21}$
$n_{B^B}$ $2,150 \cdot 10^{21}$		$0,530 \cdot 10^{21}$

Сечения /в барнах/:

$$\sigma_B = 4$$

$$\sigma_C = 4,7$$

$$\sigma_{B^{\text{рас}}} = 3 \text{ } 4,6 \text{ барна до } 100 \text{ квб [1]}$$

$$\sigma_{B^{\text{от 0}}} = 4$$

$$\sigma_H = \text{таблица}$$

$$\sigma_{B^{\text{заб}}} = \frac{8,78 \cdot 10^3}{V [\text{км/сек}]}$$

$$\text{для } 630 \text{ квб } \sigma_{B^{\text{рас}}} = 2,2 \text{ барна.}$$

ТАБЛИЦА 3  
Расчетные характеристики детектора

$\epsilon$  - эффективность  
 $\tau$  - время жизни в мксек

Энергия нейтро- нов	Состав	Харак- терис- тика	Толщина слоя детектора см												
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	11	13	$\infty$	
100 КэВ	А	$\epsilon$	0,010 0,0108	0,040 0,041	0,161 0,163	0,261 0,264	0,352 0,355	0,425 0,425	0,505 0,505	0,525 0,525	0,586 0,585	0,625 0,625	0,675 0,677		
		$\tau$	0,040	2,18 2,14	1,06 1,03	2,13 2,18	2,28 2,26	2,22 2,20	2,18 2,16	2,11 2,10	2,11 2,10	2,06 2,05	2,12 2,12		
	Б	$\epsilon$	0,0007	0,098	0,191	0,315	0,45	0,53	0,61	0,66	0,70	0,723	0,730	0,74	
		$\tau$	0,058	0,308	0,300	0,405	0,42	0,423	0,420	0,424	0,425	0,434	0,435	0,433	
50 КэВ	А	$\epsilon$	0,0006	0,066	0,212	0,328	0,43	0,478	0,546	0,574	0,594	0,63	0,66		
		$\tau$	0,80	0,50	1,80	2,02	1,97	1,89	1,98	1,97	1,93	1,90	1,99		
	Б	$\epsilon$	0,015	0,154	0,296	0,472	0,533	0,66	0,666	0,674	0,695	0,71	0,733	0,74	
		$\tau$	0,050	0,35	0,414	0,434	0,432	0,473	0,473	0,475	0,490	0,495	0,495	0,480	
10 КэВ	А	$\epsilon$	0,018 0,0175	0,121 0,12	0,275 0,272	0,417 0,420	0,515 0,528	0,578 0,584	0,628 0,635	0,665 0,667	0,70	0,715	0,725 0,730		
		$\tau$	0,76 0,78	1,22 1,24	1,80 1,81	2,62 2,65	2,46 2,50	2,30 2,34	2,20 2,24	2,14 2,18	2,11 2,14	2,12 2,16	2,10 2,16		
	Б	$\epsilon$	0,050	0,215	0,340	0,485	0,586	0,636	0,662	0,686	0,710	0,730			
		$\tau$	0,050	0,287	0,338	0,434	0,447	0,460	0,49	0,48	0,475	0,47			
5 КэВ	А	$\epsilon$	0,0087	0,178	0,339	0,495	0,574	0,646	0,686	0,695	0,704	0,712	0,726		
		$\tau$	0,81	1,06	1,02	1,59	1,84	1,85	1,88	1,90	1,92	1,93	1,90		
	Б	$\epsilon$	0,0686	0,216	0,40	0,546	0,635	0,693	0,72	0,734	0,751	0,756	0,764		
		$\tau$	0,156	0,256	0,327	0,404	0,416	0,416	0,431	0,435	0,462	0,460	0,462		

Продолжение таблицы 3

Энергия нейтро- нов	Состав	Харак- терис- тика	Толщина слоя детектора см									
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	11
1 КэВ	А	ε	0,0352	0,194	0,367	0,555	0,65	0,706	0,734	0,755	0,77	0,78
		z	0,38	1,36	1,57	1,73	1,86	1,92	1,96	2,02	2,03	2,01
	Б	ε	0,158	0,365	0,523	0,675	0,74	0,775	0,808	0,812	0,82	0,826
		z	0,204	0,284	0,384	0,495	0,523	0,523	0,540	0,541	0,542	0,542
100 эВ	А	ε	0,139	0,362	0,516	0,643	0,740	0,755	0,793	0,806	0,815	0,82
		z	0,93	1,39	1,60	1,84	2,33	2,34	2,40	2,39	2,39	2,38
	Б	ε	0,315	0,61	0,722	0,854	0,902	0,921	0,933	0,935	0,938	0,942
		z	0,214	0,361	0,428	0,447	0,523	0,506	0,513	0,514	0,516	0,519
10 эВ	А	ε	0,285	0,582	0,721	0,827	0,864	0,878	0,887	0,90	0,904	
		z	0,87	1,58	1,75	1,86	1,99	2,07	2,14	2,20	2,26	
	Б	ε	0,578	0,854	0,94	0,971	0,984	0,984	0,986			
		z	0,29	0,405	0,456	0,488	0,502	0,502	0,510			
1 эВ	А	ε	0,505	0,777	0,90	0,942	0,956	0,962				
		z	1,38	2,06	2,38	2,54	2,60	2,62				
	Б	ε	0,836	0,977	0,982	0,989	0,99					
		z	0,398	0,52	0,541	0,541	0,547					



1126/2 ч.

Таблица 4

Толщина	Состав	100 кЭВ	50 кЭВ	10 кЭВ	5 кЭВ	1 кЭВ	100 эВ	10 эВ	1 эВ
∞	А	2,12	1,99	2,16	1,90	2,01	2,39	2,26	2,62
	Б	0,438	0,48	0,47	0,462	0,542	0,519	0,510	0,547
3 см	А	1,03	1,80	1,81	1,09	1,57	1,60	1,75	2,38
	Б	0,305	0,414	0,338	0,327	0,384	0,428	0,456	0,541
4 см	А	2,18	2,02	2,65	1,59	1,73	1,84	1,86	2,54
	Б	0,405	0,434	0,434	0,404	0,495	0,447	0,488	0,541

Московский институт  
 ядерных исследований  
 Библиотека

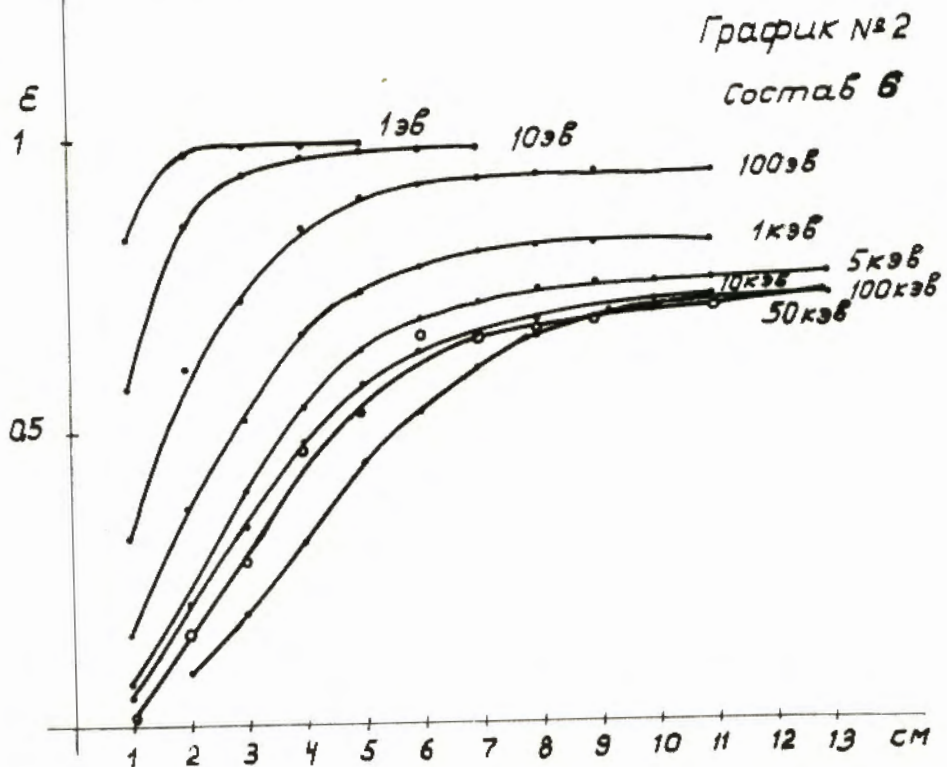
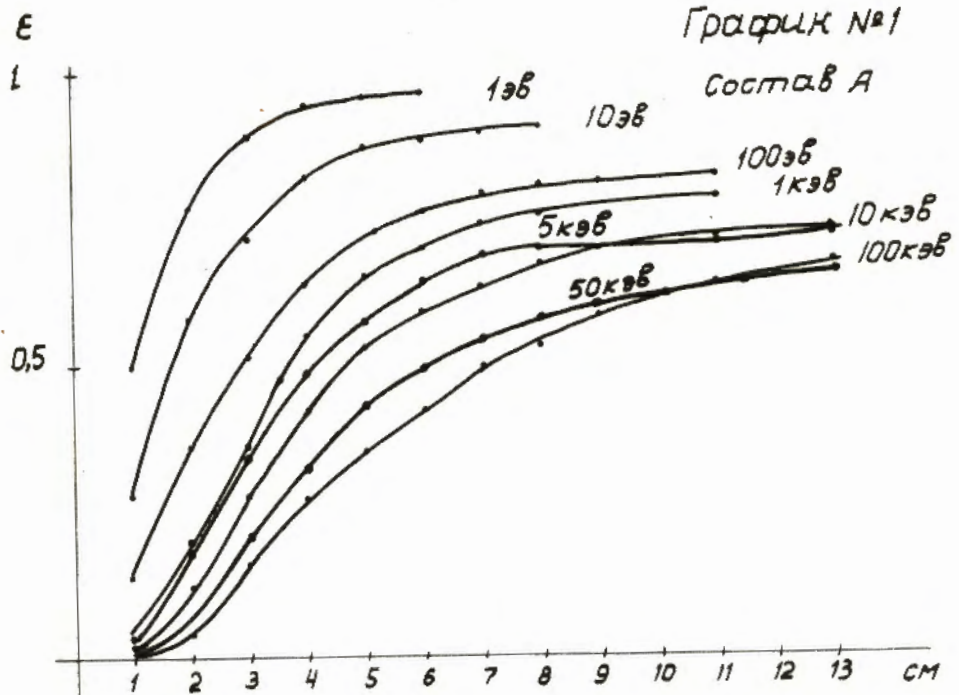


График №3

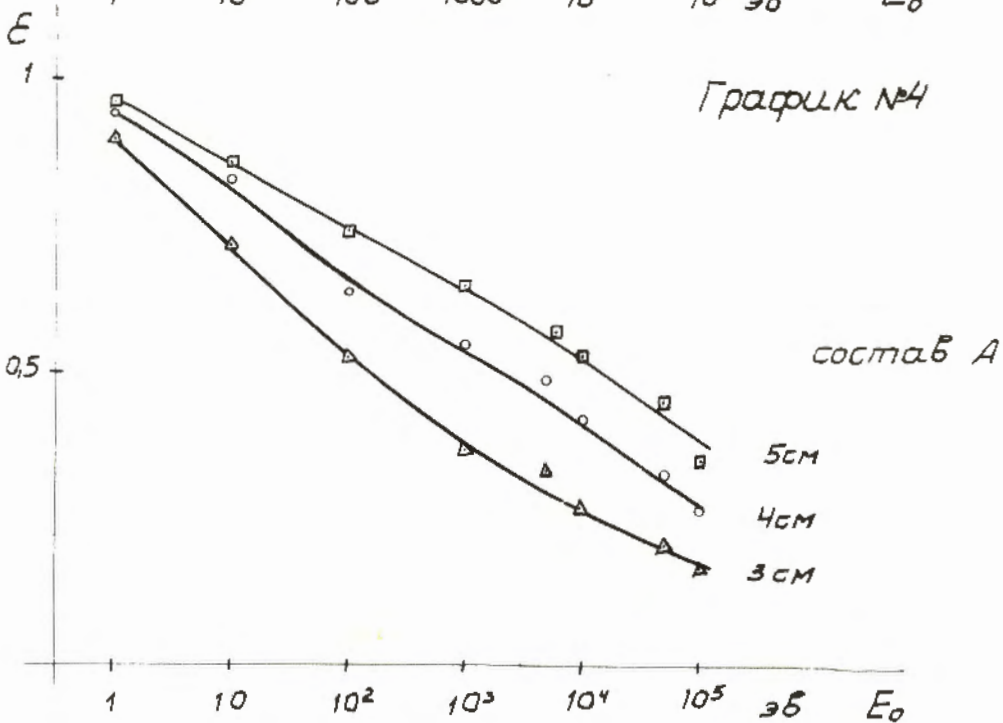
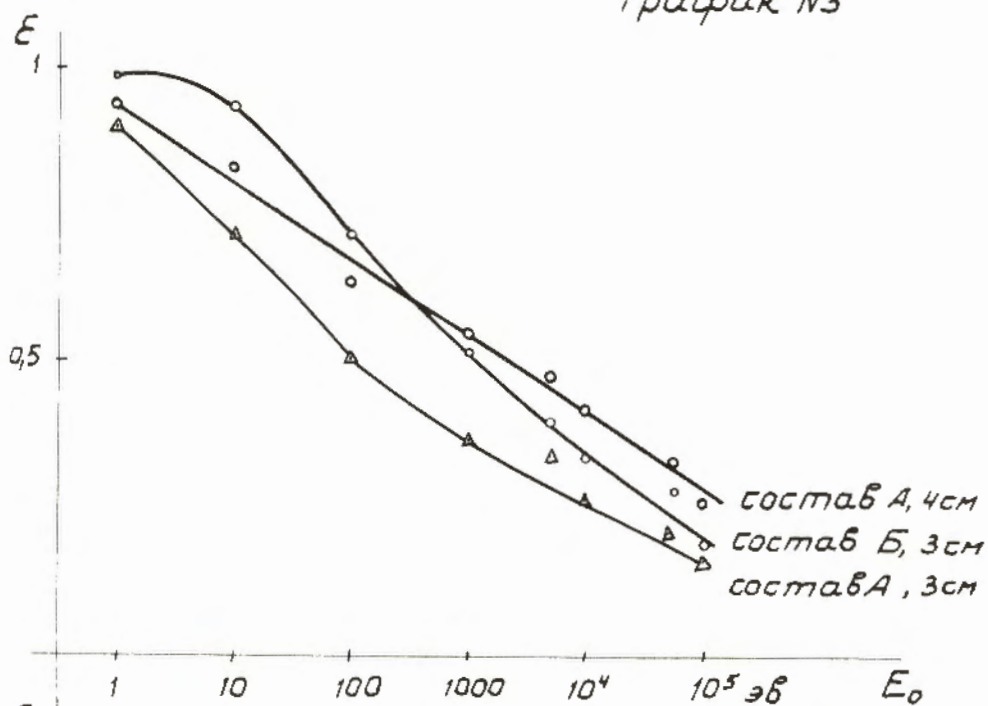


График №5

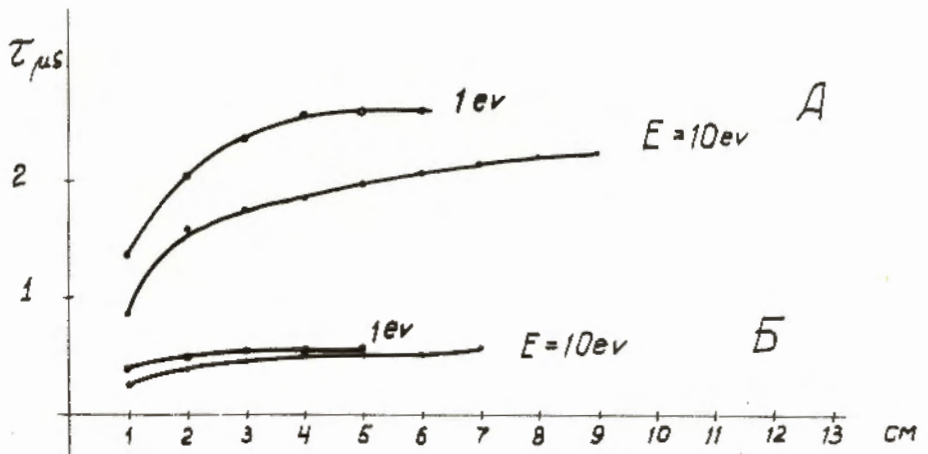
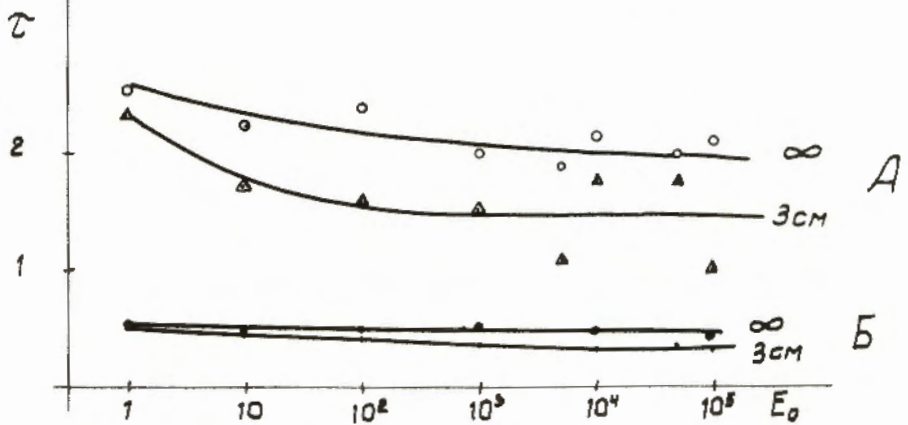
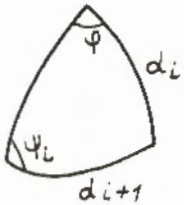
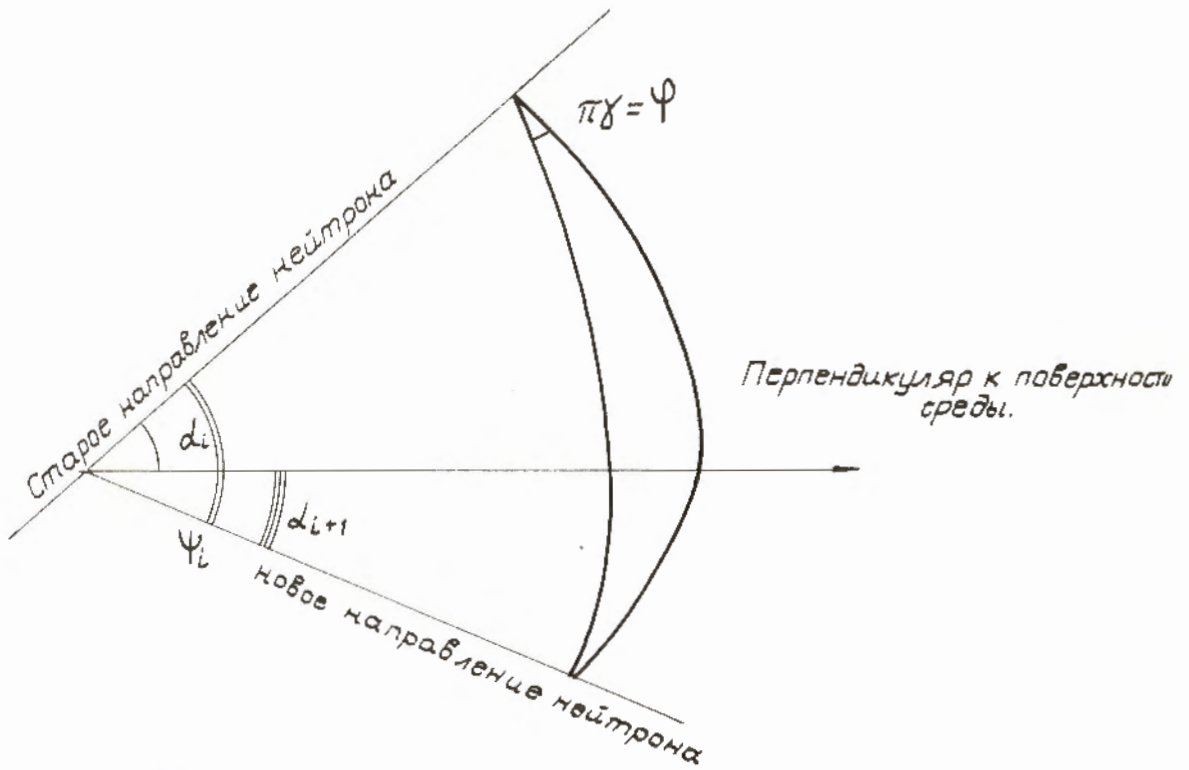


График №6.





формула получается из сферического  
треугольника по теореме косинусов.

Рис. 1.