

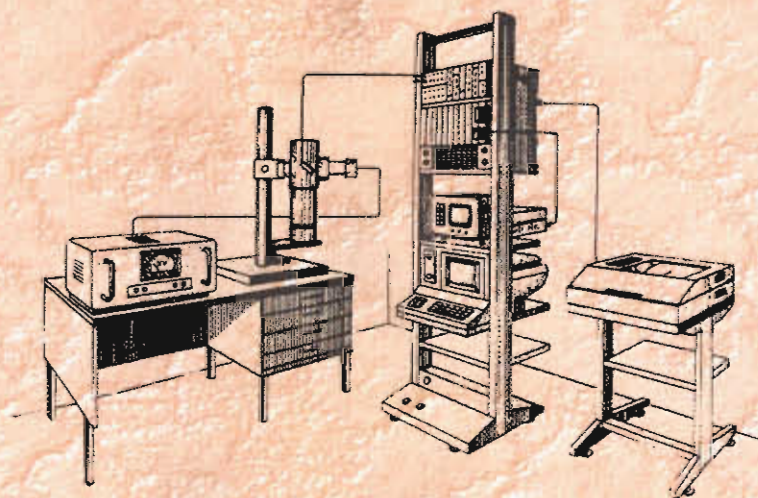
539.1

C23

Московский инженерно-физический институт
(государственный университет)

СБОРНИК ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Часть первая
НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА



Москва 2008

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

СБОРНИК ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Часть первая

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Под редакцией Ю.П. Добрецова

Издание второе, исправленное и дополненное

Москва 2008

УДК 539.1(076.6)
ББК 22.383я7
С23

СБОРНИК ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ. Ч. 1.
Нейтронная физика: *Уч. пособие* / Под ред. Ю.П. Добрецова. – Изд. 2-е, испр. и доп. – М.: МИФИ, 2004. – 68 с.

Авторы: Ю.П. Добрецов, Б.И. Лучков, В.П. Протасов,
Б.В. Соболев, С.В. Скачков, Р.П. Строганова

Данное пособие – первая часть «Сборника лабораторных работ по ядерной физике». В него включены шесть лабораторных работ: одна по использованию простейших методов математической статистики в ядерно-физических измерениях и пять – по курсу «Нейтронная физика».

Пособие предназначено для студентов старших курсов МИФИ, специализирующихся в области экспериментальной физики.

Рецензент д-р физ.-мат. наук В.А. Григорьев

Рекомендовано к изданию редсоветом МИФИ
в качестве учебного пособия

ISBN 978 – 5 – 7262 – 0904 – 3

© *Московский инженерно-физический институт
(государственный университет), 2004, 2008*

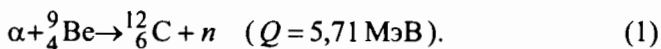
784229

Раздел 1

ЭЛЕМЕНТЫ МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАБОРАТОРНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ

В лабораторных условиях для получения нейтронов широко используют источники естественной радиации: α - и γ -источники. В данном лабораторном практикуме для этой цели используют Pu+Be-источник, представляющий собой мелкозернистый порошок металлического бериллия, перемешанный с солями плутония и упакованный в металлическую ампулу. Нейтроны получаются путем бомбардировки бериллия частицами плутония в реакции



Частицы, испускаемые плутонием, монохроматические. Тем не менее энергетический спектр нейтронов (рис. 1) сплошной и простирается от энергии порядка 1 МэВ до энергий порядка 10 МэВ. Максимум спектра приходится на область от 3 до 5 МэВ. Немонохроматичность спектра нейтронов обусловлена двумя обстоятельствами:

а) торможением α -частиц перед их взаимодействием с ядрами бериллия;

б) зависимостью энергии нейтронов от угла их вылета в системе центра масс (с.ц.м.).

Достоинство данного источника – в незначительности фона сопровождающего γ -излучения (1 квант на 10^5 распадов).

Активность Pu+Be-источника убывает со временем так же, как и α -активность плутония, т.е. с периодом полураспада (24 500 лет). Активность источника, используемого в работах 2, 3, 5, 6, равна $4,8 \cdot 10^6$ нейтр./с, а источника, используемого в работе 4 – $0,98 \cdot 10^6$ нейтр./с.

Для получения нейтронов более низких, чем в реакции (1) энергий Pu-Be-источник помещают в замедлитель, в котором уменьшение энергии нейтронов достигается за счет их рассеяния ядрами

замедлителя. В работах 2, 3, 5 и 6 в качестве замедлителя используется парафин, в работе 4 – вода. Чтобы облегчить активацию индикатора, в парафиновом блоке на некоторых расстояниях от источника имеются гнезда (щели), в которые с помощью держателей устанавливаются тонкие пластины из облучаемых материалов.

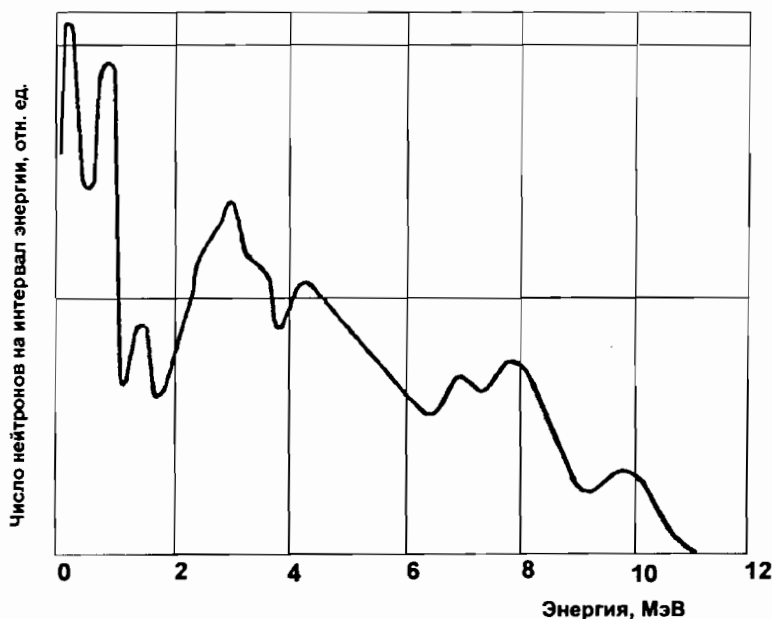


Рис. 1

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР И ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАМЕДЛЯЮЩИХСЯ И ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Источник, установленный в замедлителе, с постоянной скоростью поставляет в среду быстрые нейтроны. В среде эти нейтроны живут сравнительно долго, исчезая в реакциях радиационного захвата ядрами замедлителя (распадом свободных нейтронов $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ можно пренебречь). Между числами вновь поступающих и исчезающих нейтронов устанавливается баланс, обусловленный равенством скоростей появления и поглощения нейтронов. Баланс сохраняется и для любого интервала энергий ней-

тронов, но для каждого интервала на своем уровне. Уровень баланса между нейтронами различных энергий качественно можно проиллюстрировать энергетическим спектром нейтронов, установившимся в стационарном случае (рис. 2).

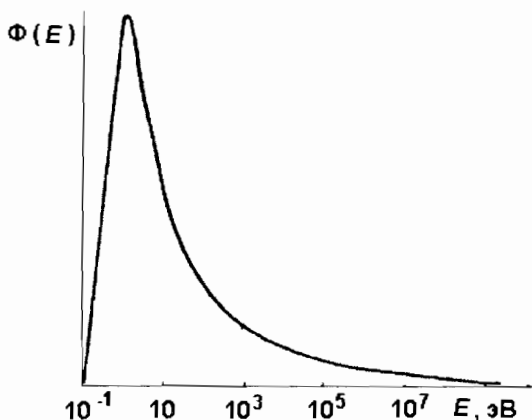


Рис. 2

В спектре можно выделить два участка. Один – высокий пик в области низких энергий ≤ 1 эВ – соответствует замедлившимся нейтронам, т.е. нейтронам, находящимся в состоянии теплового равновесия с ядрами среды. Эти нейтроны получили название тепловых. Их энергия в среднем не изменяется. Форма спектра на данном участке хорошо передается максвелловским распределением по энергиям. Поток этих нейтронов

$$\Phi(E) \sim v \cdot n(v) \sim E \exp(-E/kT). \quad (2)$$

Здесь k – постоянная Больцмана, T – температура среды.

Реальные спектры замедлившихся нейтронов отличаются от максвелловского. При данной температуре замедлителя для них характерна более высокая температура. Такая особенность спектра замедлившихся нейтронов обусловлена особенностями поглощения медленных нейтронов, сечение которого, как известно, следует закону $\sigma \sim 1/v$, т.е. эффективнее поглощаются самые медленные нейтроны.

Второй участок спектра в области энергий ≥ 1 эВ (см. рис. 2) соответствует замедляющимся нейтронам. Энергия этих нейтронов в процессе столкновений постоянно уменьшается. Форма спектра на этом участке в пренебрежении поглощением нейтронов дается законом Ферми:

$$\Phi(E) \sim \frac{1}{E}. \quad (3)$$

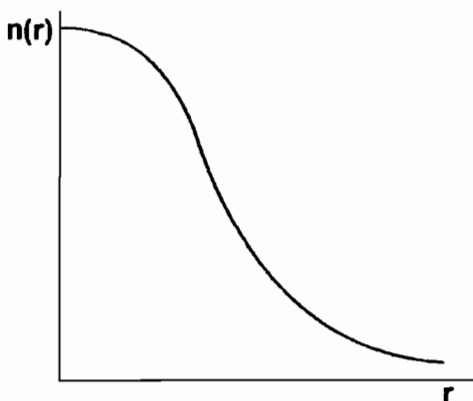


Рис.3

Пространственное распределение замедляющихся нейтронов в среде зависит от свойств самой среды, а также от энергии нейтронов: как начальной E_0 , так и той их энергии E , для которой проводятся наблюдения. Качественный вид этого распределения для нейтронов с некоторой энергией E показан на рис. 3. Важнейшей характеристикой пространственного распределения нейтронов является среднеквадратичное удаление нейтронов от источника (т.е. второй начальный момент пространственного распределения). В предположении, что замедление нейтронов обусловлено только сферически симметричным (в с.ц.м.) упругим рассеянием нейтронов на ядрах, не сильно меняющим энергию нейтронов (модель непрерывного замедления), среднеквадратичное удаление может быть вычислено с помощью соотношения:

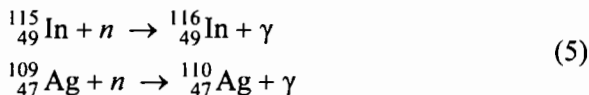
$$\langle r^2(E_0, E) \rangle = \frac{1}{3\xi(1 - 2/3A)} \int_E^{E_0} \lambda_s^2(E') \frac{dE'}{E'}. \quad (4)$$

Здесь $\lambda_s(E)$ – средняя длина свободного пробега нейтронов с энергией E до рассеяния, ξ – среднелогарифмические потери энергии нейтронов, A – массовое число ядер среды.

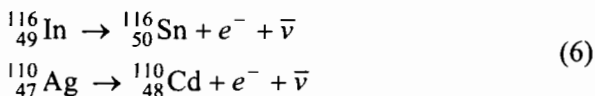
3. РАДИОАКТИВНЫЕ ИНДИКАТОРЫ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Радиоактивными индикаторами называют вещества, которые используют для регистрации нейтронов путем наблюдения наведенной в них радиоактивности. Они были названы индикаторами потому, что скорость распада образующихся радиоактивных изотопов и связанные с ней время жизни или период полураспада являются своеобразными метками, т.е. величинами, характерными только для этих изотопов. По их значениям можно судить о наличии данного компонента в смеси, в которой могут присутствовать разные элементы. Активность образца, т.е. число распадов в единицу времени, служит мерой интенсивности потоков нейтронов, так как при его облучении нейтронами накапливается тем больше радиоактивных ядер, чем больше поток нейтронов.

В экспериментальной ядерной физике в качестве индикаторов широко используют изотопы $^{115}_{49}\text{In}$, $^{109}_{47}\text{Ag}$, $^{179}_{79}\text{Au}$, $^{103}_{45}\text{Rh}$, $^{127}_{53}\text{I}$ и другие. При облучении их нейтронами активность наводится за счет реакций радиационного захвата нейтронов, например:



Образующиеся изотопы неустойчивы по отношению к электронному β -распаду:



Если плоский индикатор с площадью поверхности S и толщиной d расположен в параллельном пучке нейтронов так, что плоскость

его перпендикулярна пучку, то каждую секунду в индикаторе будет образовываться

$$A = \Phi \cdot S \cdot [1 - \exp(-n \cdot \sigma \cdot d)] \quad (7)$$

ядер. Здесь σ – эффективное сечение захвата нейтронов, приходящееся на один атом, n – концентрация атомов вещества (для простого вещества $n = \rho \cdot N_{\text{Ав}} / A$, ρ – плотность вещества, A – масса грамм-атома вещества, $N_{\text{Ав}}$ – число Авогадро). Так как величины n и σ обычно известны, то из формулы (7) видно, что определение потока нейтронов Φ сводится к измерению активности A .

Формула (7) применима к общему случаю, когда ослаблением потока нейтронов в индикаторе пренебрегать нельзя. Если же индикатор тонкий, т.е. выполняется условие $n \cdot \sigma \cdot d \ll 1$, то она переходит в следующую:

$$A = \Phi \cdot S \cdot n \cdot \sigma \cdot d. \quad (8)$$

Несложно показать, что активность тонкого индикатора не зависит от его ориентации в пучке, а зависит только от плотности потока Φ .

Для диффузного потока нейтронов (например, для нейтронов внутри замедлителя) A и Φ связаны той же формулой (8), только под Φ понимается плотность потока нейтронов, попадающих на индикатор с обеих сторон.

Сравнительные измерения потоков проводят и с тонкими, и с толстыми индикаторами, соблюдая при этом одинаковые условия активации и измерения активности образца. Для *абсолютных* измерений потока нейтронов обычно используют только тонкие индикаторы, так как они не искажают распределений нейтронов.

Накопление активности во времени в индикаторе, облучаемом потоком нейтронов постоянной интенсивности, происходит по закону:

$$A(t) = A_0(1 - e^{-\lambda t}) = A_0(1 - e^{-t/\tau}) = A_0 \left(1 - 2^{-t/T_{1/2}} \right). \quad (9)$$

Здесь τ – среднее время жизни радиоактивных ядер; $\lambda = 1/\tau$ – постоянная распада; $T_{1/2}$ – период их полураспада; A_0 – насыщенная активность индикатора, т.е. активность, наведенная при времени облучения $t \rightarrow \infty$. При насыщении между числом распадающихся и

вновь образующихся в единицу времени ядер устанавливается равновесие.

Активность, наведенная в индикаторах за счет поглощения нейтронов, является электронной β -активностью. В тех случаях, когда не требуется проводить измерения абсолютной величины активности, ограничиваются сравнительными измерениями, т.е. подсчетом числа испускаемых индикатором электронов в нескольких опытах, в которых геометрия и временные режимы не меняются от опыта к опыту. Измерения же абсолютной активности достаточно сложны, так как требуют введения всевозможных поправок на эффективность регистрации электронов, «мертвое время» и прочее. Наиболее надежны измерения активности индикатора в установках с 4 π -геометрией. В данном практикуме измерения активности проводятся счетчиками, регистрирующими электроны в телесном угле меньшем или порядка 2 π . Некоторые характеристики используемых в практикуме радиоактивных индикаторов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Вещество	Стабильный изотоп	Содержание изотопа в естественной смеси a , %	Радиоактивный продукт от (n , γ)-реакции	Время τ	σ активации тепловыми нейтронами $\times 10^{-24}$ см ²
Индий	$^{113}_{49}\text{In}$	4,23	$^{114m}_{49}\text{In}$	70,7 сут	56 $\pm$ 12
			$^{114}_{49}\text{In}$	104 с	2,0 $\pm$ 0,6
	$^{115}_{49}\text{In}$	95,77	$^{116m}_{49}\text{In}$	77,9 мин	145 $\pm$ 15
			$^{116}_{49}\text{In}$	18,7 с	52 $\pm$ 6
Серебро	$^{107}_{47}\text{Ag}$	51,9	$^{108}_{47}\text{Ag}$	3,32 мин	44 $\pm$ 9
	$^{109}_{47}\text{Ag}$	48,1	$^{110}_{47}\text{Ag}$	35,3 с	110 $\pm$ 20

4. ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ РАЗЛИЧНЫХ ГРУПП ЭНЕРГИЙ С ПОМОЩЬЮ РАДИОАКТИВНЫХ ИНДИКАТОРОВ

В достаточно широкой области энергий сечение поглощения нейтронов индикаторами меняется по закону, близкому к $\sigma \sim 1/v$, и в области энергий тепловых нейтронов ($E \sim kT$, $T = 300$ К, $v \cong 2200$ м/с) может иметь величину в сотни раз превосходящую геометрические сечения (табл. 2). При резонансных энергиях сечения поглощения достигают еще более высоких значений. Особенности энергетических зависимостей сечений для индикаторов, важные с точки зрения регистрации нейтронов:

- а) резонансное поглощение эффективно в очень узкой области энергий, близкой к энергии резонанса;
- б) самое большое сечение наблюдается для первого резонанса;
- в) с увеличением энергии величина сечения в резонансе от резонанса к резонансу в среднем уменьшается.

Таблица 2

Изотоп	$E_{\text{рез}}, \text{эВ}$	$\sigma_{\text{тепл}}, 10^{-24} \text{см}^2$	$\sigma_{\text{рез}}, 10^{-24} \text{см}^2$
$^{109}_{47}\text{Ag}$	5,3	110	15300
$^{115}_{49}\text{In}$	1,46	145	26000
$^{113}_{48}\text{Cd}$	0,176	2500 (естественная смесь)	60000

На рис. 4 приведен типичный пример энергетической зависимости сечения поглощения нейтронов ядрами одного из широко используемых индикаторов – серебра.

Исходя из перечисленных особенностей, можно заключить, что радиоактивные индикаторы будут эффективно поглощать как тепловые, так и резонансные нейтроны, особенно те из них, у которых резонанс расположен ближе всего к тепловой области. Активация индикатора нейтронами других энергий будет менее существенна как ввиду малости сечения активации этими нейтронами, так и из-за возможных особенностей спектров нейтронов (например, в замедлителе спектр нейтронов быстро падает с увеличением их энергии).

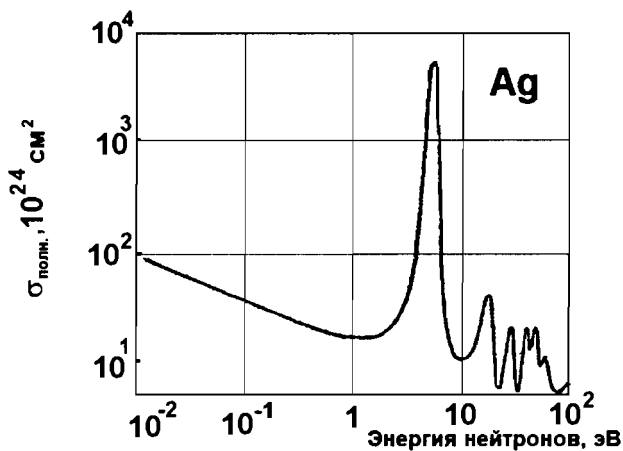


Рис. 4

В опытах с радиоактивными индикаторами эффекты активации тепловыми и резонансными нейтронами можно отделить друг от друга, если использовать сравнительно тонкие (~ 1 мм) экраны из кадмия. Естественный кадмий содержит изотоп $^{113}_{48}\text{Cd}$, для которого первый резонанс находится как раз в тепловой области. В результате энергетическая зависимость сечения поглощения нейтронов естественным кадмием имеет специфическую форму (рис. 5): большое, но слабо меняющееся сечение в тепловой области и малое сечение в надтепловой области.



Рис. 5

Между этими двумя областями, когда энергия $E \sim 0,4 \div 0,5$ эВ, сечение поглощения меняется скачком при незначительном изменении энергии ($\delta E \sim 0,1$ эВ). Благодаря таким особенностям сечений тонкие кадмиевые пластинки используют для поглощения тепловых нейтронов, не меняя практически спектр нейтронов в области энергий $E \geq 0,4 \div 0,5$ эВ. Поэтому индикатор, закрытый экраном из кадмия, будет регистрировать преимущественно резонансные нейтроны (если же говорить более строго, то эффект от закадмиевых нейтронов). По разности двух опытов – одного без экрана из кадмия, а другого с экраном, можно найти активацию индикатора только тепловыми нейтронами.

5. УСТАНОВКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ БЕТА- И ГАММА-АКТИВНОСТИ

Для измерения β - и γ -активности в лаборатории используются установки двух типов – на основе стандарта КАМАК, представленной на рис. 6, и со встроенными в ЭВМ блоками БВП, Ф и СИ, назначения которых приведены ниже.

В качестве детектора используется сцинтилляционный счетчик SC. Сигнал с SC подается на формирователь импульсов (Ф), который предназначен для преобразования сигнала с детектора в стандартный по амплитуде и длительности импульс (рис. 6).

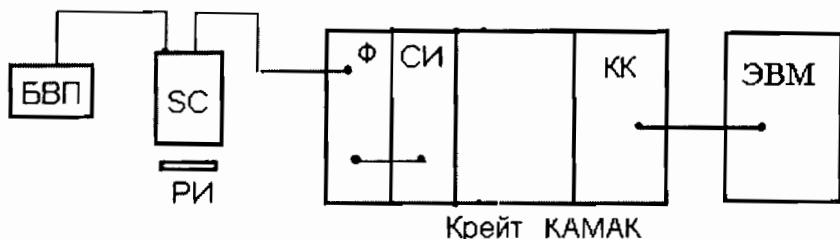


Рис. 6

Сформированный импульс подается на вход счетчика числа импульсов СИ. Блоки электроники выполненные в виде модулей в стандарте КАМАК устанавливаются в общем блоке-крейте. Если блок высоковольтного питания детектора БВП выполнен в стандарте КАМАК, то он также устанавливается в крейте.

Счетчик числа импульсов СИ может управляться ЭВМ через контроллер крейта (КК), установленный в крайнем правом месте крейта. Используя таймер ЭВМ, с помощью специальной программы можно выбрать время измерения, включить счетчик на это время и вывести результат на экран дисплея.

6. ПРОВЕДЕНИЕ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ В ЛИНИЮ С ЭВМ

В учебной лаборатории связь электроника – ЭВМ реализована в стандарте КАМАК. Электронные блоки (ЭБ) установлены в ящике, который называется крейтом. Внизу на передней панели ЭБ имеется винт с ручкой-винтом. ЭБ вставляются в крейт по направляющим так, чтобы разъемы блоков вошли в разъемы, расположенные внутри крейта на его задней стенке в конце направляющих. Ручкой-винтом блок закрепляется в крейте. На корпусе крейта ниже ручки-винта имеется цифра – номер места (называют станцией) в крейте, на котором установлен данный блок. Номер станции служит адресом ЭБ при его связи с ЭВМ. Если блок имеет несколько входов, они обозначены соответствующими номерами. Связь ЭБ с ЭВМ осуществляется через специальный блок «Контроллер», который всегда занимает крайние правые станции в крейте. В лаборатории с ЭВМ связаны только два типа ЭБ – счетчики числа импульсов и линии задержки.

Программы, обеспечивающие выполнение лабораторных работ в линию с РС, написаны на ФОРТРАНе и работают в диалоговом режиме, т.е. на экран монитора выдается перечень (МЕНЮ) предложений, вопросов и операций, руководствуясь которыми студент выполняет лабораторную работу. Для наглядности в данном описании программ курсивом будут выделяться тексты, выдаваемые программой на экран монитора.

Некоторые общие для всех программ положения

1. При запуске программы выполняющему лабораторную работу предлагается краткое изложение физической задачи, схема экспериментальной установки и порядок выполнения работы. Это же описание выдается на экран при выборе п. «Помощь». При выполнении работы СЛЕДУЕТ ОБРАТИТЬ ВНИМАНИЕ на возможное

расхождение описания последних двух пунктов в «Сборнике лабораторных работ» и в его экранном варианте. ПРИ РАСХОЖДЕНИИ РАБОЧИМ ВАРИАНТОМ СЛЕДУЕТ ПРИНЯТЬ ЭКРАННЫЙ.

2. Следующим пунктом программа предлагает МЕНЮ вопросов и операций, которые необходимы для выполнения лабораторной работы. При выборе пункта МЕНЮ следует набрать на клавиатуре номер выбранного пункта и ввести его в ЭВМ, нажав клавишу ENTER. При выборе ответа на поставленный программой вопрос возможные варианты ответа приводятся в тексте самого вопроса. Например, «Продолжить (А) или конец работы (В)?», или «Продолжить или конец работы? (А/В)». Здесь А и В коды команд – буквы или цифры, например, 1, 0, Y, N. Выбрав вариант продолжения работы, вводим соответствующий ему код в ЭВМ.

Первыми пунктами в МЕНЮ стоят, как правило, приглашения к проверке адресов и номеров входов счетчиков числа частиц и линий задержек (ЛЗ), если последние участвуют в схеме эксперимента. Например:

№ станции счетчика (по умолчанию 7).....	1
№ входа счетчика (по умолчанию 1).....	2
№ станций ЛЗ (по умолчанию 14, 16).....	3

Следует убедиться, что реально собранная схема соответствует принятым по умолчанию условиям. В противном случае, перейдя в соответствующий пункт МЕНЮ, внесите изменения.

3. Для убыстрения процедуры выставления счетчиков в совпадения в ряде лабораторных работ эта процедура автоматизируется. Специальная подпрограмма позволяет в автоматическом режиме снять кривую двойных совпадений N_{12} от величины задержки t_3 . Блок задержек, установленный на станции № 14 крейта, в выдаче на экран обозначен 1, на станции № 16 – 2. Время задержки сигнала со счетчика 2 относительно сигнала со счетчика 1 эквивалентно введению отрицательного времени в ЛЗ₁. Поэтому в выдачах на экран время задержки $t_2 < 0$. Кривая совпадений снимается в интервале изменения t_3 0 ± 36 нс с шагом 4 нс. Затем методом наименьших квадратов (МНК) проводится фитирование полученной зависимости функцией вида

$$F(t) = P_2 - P_1 \cdot \left(\frac{1}{1 + e^{(t+P_3)/P_5}} + \frac{1}{1 + e^{(t-P_4)/P_5}} \right),$$

где P_i – определяемые МНК параметры кривой: $i = 3$ – левая граница, 4 – правая, 5 – крутизна фронта, 2 – полная амплитуда, 1 – эффект.

Из них вычисляются $t_{\text{разр}} = P_3 + P_4$ и $t_{\text{опт}} = (P_4 - P_3)/2$. На экран выдается также критерий Пирсона χ^2 соответствия теоретической кривой экспериментальной зависимости. Результаты последнего измерения кривой совпадений автоматически запоминаются, по требованию выводятся на экран и могут служить контрольными для данной установки.

4. Используемые в установках счетчики числа импульсов (СИ) имеют емкость 32000, т.е., если число отсчетов более 32000, выданный на экран результат будет неверным. Такая ситуация может возникнуть при измерении счета одиночного счетчика за неудачно выбранное время измерения t . Вообще говоря, при переполнении СИ на экран должно выдаваться отрицательное число. Практически же при первом измерении одиночного счета детектора рекомендуется проделать два измерения, например, при $t = 1$ с и $t = 0,5$ с. В отсутствии переполнения результаты должны отличаться в два раза (с точностью до погрешностей измеряемых величин).

При выборе t для уменьшения влияния дискретности (генератор) внутренних часов РС не рекомендуется t брать менее 0,1 с.

7. ВРЕМЕННЫЕ РЕЖИМЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Исходя из необходимости соблюдения правил техники безопасности при работе с радиоактивными источниками, активация индикатора и измерение наведенной в нем активности в лабораторных работах 2, 3, 4, 5, 6 проводятся в разных помещениях. Поэтому любое однократное измерение наведенной активности включает в себя четыре действия:

активацию индикатора нейтронами в помещении, где размещаются источники;

перенос индикатора от замедлителя к β -установке;

измерение β -активности индикатора;

высвечивание индикатора.

Каждое действие выполняется в течение определённых для данной работы промежутков времени. Длительность их выбирается с учетом стоящей перед исследователем физической задачи, характеристик используемого радиоактивного индикатора, необходимости достижения наилучшей статистической точности и исключения систематических погрешностей, ограничений на время проведения работы в целом и т.д. Некоторые общие для всех работ требования к временным режимам заключаются в следующем.

Время активации индикатора t_1 . Оно задается характеристиками выбранного радиоактивного индикатора. Наивысшая статистическая точность может быть получена, если образец активируется до насыщения. На практике время активации удобно брать равным $t = (2 \div 3) \cdot \tau$ (τ – среднее время жизни радиоактивных ядер). В этом случае наведенная активность будет отличаться от активности насыщенного образца всего на $13 \div 5 \%$.

Время переноса индикатора от источника к β -счетчику t_2 . При работе с короткоживущими изотопами во избежание непроизводительных потерь активности его нужно выбирать возможно более коротким, но в различных сериях измерений одним и тем же.

Время измерения β -активности индикатора t_3 . Это время должно быть, с одной стороны, достаточно большим, чтобы обеспечить высокую статистическую точность измерений. С другой стороны, это время не должно превышать $(2 \div 3) \cdot \tau$, чтобы на погрешности измерений не сильно сказывалось влияние фона.

Время высвечивания индикатора t_4 . Высвечивание индикатора необходимо для того, чтобы остаточной активностью не исказить результатов последующих измерений с этим радиоактивным индикатором. Время высвечивания индикатора выбирается экспериментально. Индикатор считается «высвеченным», если β -счетчик регистрирует активность, совпадающую с фоновым значением, измеренным до начала опыта.

Рекомендуемые временные режимы работы

С короткоживущим изотопом серебра $^{110}_{47}\text{Ag}$ (работы 4 и 5):

время активации t_1 , с	100
время переноса t_2 , с	~ 10

время измерения t_3 , с 100
время высвечивания β -активности t_4 до фона

С долгоживущим изотопом серебра $^{108}_{47}\text{Ag}$ (работа 6):

время активации t_1 , мин 15
время переноса t_2 , с 30
время измерения t_3 , мин 9
время высвечивания β -активности t_4 до фона



Раздел 2

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО КУРСУ «НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА»

Работа 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ СЛУЧАЙНЫХ ВЕЛИЧИН, НАБЛЮДАЕМЫХ В ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ, И ОЦЕНКА ИХ ПАРАМЕТРОВ

Цель – знакомство с методами математической статистики, используемыми при анализе измерений потоков частиц.

ВВЕДЕНИЕ

Результаты измерений, с которыми приходится иметь дело в ядерной физике и физике элементарных частиц, по своей природе представляют собой случайные величины. Это проявляется в том, что многократные измерения одной и той же величины x при одних и тех же условиях дают несовпадающие результаты. По этой причине мерой достоверности результата служит не погрешность, обусловленная измерительной аппаратурой, а величина вероятности того, что истинное значение $A_{\text{ист}}$ величины x находится в интервале $A - s \leq A_{\text{ист}} \leq A + s$. Здесь A – результат измерения x . Если систематическая погрешность Δ , обусловленная измерительной аппаратурой или калибровками, сравнима с s , то в представлении конечного результата она указывается отдельно. В этом случае результат измерения величины x в общепринятой записи представляется в виде $A \pm s \pm \Delta$. Вероятность найти в указанном интервале истинное значение x определяется методами математической статистики.

Зависимость вероятности наблюдения x_i от его значения называется статистическим распределением величины x . Если закон распределения априори не известен, он должен быть определен экспериментально.

Пусть проведено N_0 измерений некоторой величины x . В результате получен ряд значений x_i . При этом из N_0 измерений x_i зарегистрирована $w(x_i)$ раз. Величину $w(x_i)$ называют весом x_i , а N_0 – объемом выборки.

Если диапазон x_i разбивается на ячейки (бины) размером Δx , то $w(x_i)$ равно суммарному числу результатов наблюдений, попавших в интервал $x_i \pm \Delta x/2$.

Величина $w(x_i)$, деленная на N_0 , дает вероятность реализации x_i и называется плотностью распределения. Статистические распределения характеризуются параметрами, которые могут быть получены из соответствующих моментов экспериментального распределения. Например, центральный момент порядка m определяется из соотношения

$$M_m = \frac{\sum_1^k (x_i - \mu)^m \cdot w(x_i)}{\sum_1^k w(x_i)} = \frac{\sum_1^k (x_i - \mu)^m \cdot w(x_i)}{N_0}. \quad (1.1)$$

Здесь k – число точек по шкале x ; μ – среднее x по объему выборки (называют «выборочное среднее»). Приведем наиболее важные параметры статистических распределений.

1. Среднее из серии (выборки) измерений величины x определяется как:

$$\langle x \rangle = \mu = \frac{\sum_1^k x_i \cdot w(x_i)}{N_0}. \quad (1.2)$$

При N_0 конечном имеем лишь оценку $\langle x \rangle$.

2. Дисперсия выборки x

$$D(x) = M_2 = \sigma_B^2 = \frac{\sum (x_i - \mu)^2 \cdot w(x_i)}{N_0}. \quad (1.3)$$

Как видно из (1.3), σ_B равна среднему квадратичному отклонению x от μ для выборки из N_0 измерений. Дисперсия конечной вы-

борки при $N_0 \rightarrow \infty$ стремится к истинной дисперсии σ , которая связана с σ_B соотношением $\sigma^2 = [N_0 / (N_0 - 1)] \cdot \sigma_B^2$. Величину σ называют стандартным отклонением. Она служит мерой разброса измерений относительно среднего.

3. Дисперсия выборочного среднего $D(\mu)$ и погрешность среднего квадратичного отклонения $\Delta\sigma$ зависят от объема выборки:

$$D(\mu) = \sigma_{\mu}^2 = \frac{\sigma^2}{N_0}; \quad \Delta\sigma = \frac{\sigma}{\sqrt{2 \cdot (N_0 - 1)}}. \quad (1.4)$$

Отсюда следует, что оценки μ и σ стремятся к истинным при $N_0 \rightarrow \infty$. Соотношения (1.4) справедливы для достаточно больших N_0 . Практически для $N_0 \geq 30$.

4. Асимметрия распределения определяется величиной и знаком третьего момента M_3 . Для симметричного распределения $M_3 = 0$. Принято определять величину коэффициента асимметрии в единицах σ следующим образом:

$$\beta_1 = M_3^2 / M_2^3 \quad \text{или} \quad \Gamma_1 = M_3 / (M_2)^{3/2} = M_3 / \sigma^3. \quad (1.5)$$

Вычисляя моменты экспериментального распределения и сравнивая их с параметрами известных распределений, можно определить, какому из них оно соответствует. В экспериментальной физике наиболее часто встречаются величины, функции распределения которых описываются распределениями Пуассона или Гаусса.

Распределение Пуассона описывает процессы, в которых случайная величина x может принимать целые положительные значения, и события, относящиеся к не перекрывающимся (пространственным или временным) интервалам, статистически независимы. Распределение определяется заданием только одного параметра – среднего $\langle x \rangle = \mu$. Вероятность наблюдения N событий при среднем μ составляет

$$F(N) = \frac{\mu^N \cdot e^{-\mu}}{N!}, \quad (1.6)$$

при этом $\sum_{N=1}^{\infty} F(N) = 1$. Для распределения Пуассона

$$D(N) = \mu, \quad \Gamma_1 > 0.$$

Из последнего следует, что распределение несимметричное ($\Gamma_1 > 0$) и вытянуто в сторону больших N . На рис. 1.1 представлены распределения Пуассона для ряда μ : 2, 3, 7 и 20. Как видно из рисунка, с увеличением μ распределение Пуассона быстро симметризуется и переходит в распределение Гаусса.

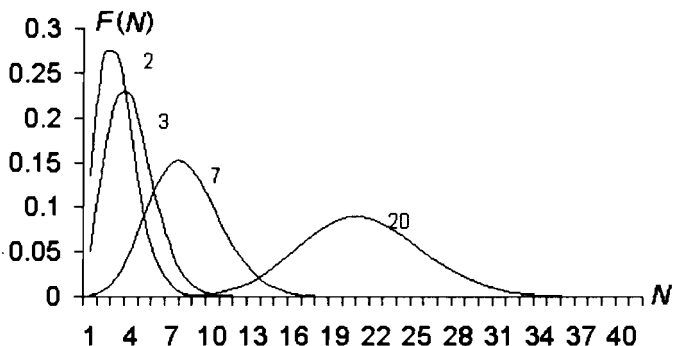


Рис. 1.1

Распределение Гаусса или нормальное распределение описывает статистические процессы, в которых эффект обусловлен множеством малых независимых вкладов, носящих случайный характер. Параметрами распределения являются среднее значение μ и среднее квадратичное отклонение σ . Функция плотности вероятности для распределения Гаусса имеет вид:

$$F(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp -\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}. \quad (1.7)$$

Для нормального распределения $D(x) = \sigma^2$; $\Gamma_1 = 0$.

Для некоторых известных распределений, которые с ростом N_0 переходят в нормальное, величина σ может быть определена априори. Примером может служить распределение Пуассона. Согласно центральной предельной теореме, если N_0 велико (практически достаточно $N_0 > 30$) и x_i не коррелированы, то оценка $\langle x \rangle$ подчиняется нормальному распределению со средним значением μ и

среднеквадратичным отклонением $\sigma/\sqrt{N_0-1}$. Это утверждение справедливо для любого распределения, имеющего конечные μ и σ .

В табл. 1.1 приведены вероятности P попадания результата измерения в интервал $\pm k \cdot \sigma$ для нормального распределения.

Таблица 1.1

Δx	$\pm 1\sigma$	$\pm 2\sigma$	$\pm 3\sigma$	$\pm 4\sigma$
$P(\mu \pm \sigma)$	68,3 %	95,5 %	99,7 %	99,99 %

Сравнение величин P , полученных из экспериментального распределения, с табличными также позволяет идентифицировать тип распределения.

Границы интервала $\mu \pm k\sigma$ называют $P(\mu \pm k\sigma)$ доверительными пределами (интервалами) для неизвестного параметра x . В представлении результата, если специально не оговорено, запись вида $A_{\text{эксп}} \pm \Delta A$ подразумевает, что вероятность попадания истинного $A_{\text{ист}}$ в указанный интервал равна 68,27 %. Вероятность того, что $A_{\text{ист}}$ окажется за пределами этого интервала приблизительно равна 1/3. Приблизительно в 1/20 всех случаев $A_{\text{ист}}$ оказывается за пределами интервала $A_{\text{ист}} = A_{\text{эксп}} \pm 2\sigma$. По традиции величину σ продолжают называть погрешностью, хотя, как видно из изложенного, она таковой не является.

Если μ и σ находят по результатам отдельного измерения (объем выборки $N_0 = 1$), как, например, при измерениях плотности потоков частиц, то в качестве оценки μ берут само значение измеряемой случайной величины, т.е. $\mu = N_i$, а в качестве оценки дисперсии берут $D(x) = \sigma^2 = N_i$, т.е. $\sigma = \sqrt{N_i}$. Такая оценка дисперсии основана на предположении, что распределение вероятностей измеряемой величины следует закону Пуассона. Это предположение в каждом конкретном случае нуждается в обосновании. Следовательно, при однократных измерениях оценка числа частиц, регистрируемых за определенный промежуток времени, $\mu = N_i \pm \sqrt{N_i}$.

Оценка будет тем надежнее, чем меньше относительная ошибка измерения $\sigma / N_i = 1/\sqrt{N_i}$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для экспериментального изучения распределения числа отсчетов счетчика излучения можно использовать любую установку для измерения β - или γ -активности.

При работе в линию с ЭВМ выбор Δt и измерения производятся под управлением программы в диалоговом режиме: на экране дисплея высвечиваются возможные варианты работы («меню»). Для инициализации нужного варианта следует на клавиатуре набрать его код (№ в меню) и ввести его в ЭВМ.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с элементами установки и включить тумблеры «Сеть» на блоках высоковольтного питания детектора излучения, электроники и ЭВМ..

2. Вызвать программу вводом имени программы. Имя программы сообщает преподаватель.

3. Выбрать время индивидуального измерения Δt . При постоянной во времени интенсивности источника излучения величина Δt определяется необходимой величиной среднего числа частиц $\langle n \rangle = \mu$, зарегистрированных счетчиком. Величину Δt можно считать установленной, если при 3 – 5 последовательных измерениях величины отсчетов n попадают в интервал $\mu \pm 2\sqrt{\mu}$. Следует иметь в виду, что если внутренние таймеры СИ и ЭВМ используют в качестве тактовой частоты сетевую 50 Гц ($T = 20$ мс), то для того, чтобы T не сказывался на точности величины Δt , необходимо соблюдать условие $\Delta t \gg T$. Если для получения малого μ это условие не может быть выполнено, надо снизить напряжение питания детектора.

4. Провести измерения $F(n)$ при двух значениях μ : $\mu_1 < 5$ и $\mu_2 \sim 100$. При каждом μ число измерений не менее 100.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Вычислить параметры распределения μ , σ , σ_μ , $\Delta\sigma$, Γ_1 . При этих вычислениях не рекомендуется объединять отсчеты n_i в группы, так как это может привести к искажению результата. Это иска-

жение тем больше, чем сильнее изменяется $F(n)$ на шаге Δn разбиения шкалы n .

2. Построить гистограммы $F(n_i)$. Величина шага (бина) по оси абсцисс (n) зависит от величины μ . Для распределения Пуассона шаг равен 1, для нормального – $(1/3 + 1/2) \cdot \sigma$. Так как числа $w(n_i)$ также имеют статистический характер и подчиняются условиям распределения Пуассона, на гистограмму должны быть нанесены в каждом бине величины $\Delta F(n_i) = \pm \sqrt{F(n_i)}$.

3. Используя результаты п. 1, нанести на графики экспериментальных гистограмм теоретические распределения (1.6) и (1.7) с учетом нормировки их на полное число зарегистрированных событий.

4. Критерием соответствия полученного экспериментального распределения ожидаемой зависимости $F_{\text{теор}}(a_j, x)$ служит величина критерия согласия χ^2 -параметра Пирсона. Критерий согласия вычисляется из соотношения

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \left(\frac{F(x_i) - F_{\text{теор}}(a_j, x_i)}{\Delta F(x_i)} \right)^2,$$

где $F(x_i)$ – экспериментально измеренное число событий при данном x_i или в интервале $x_i \pm \Delta x_i/2$; k – число измерений по x_i ; a_j – полученные из экспериментальных распределений параметры распределений μ , σ , нормировка. Согласие экспериментальной зависимости с ожидаемой считается удовлетворительным, если полученный χ^2 находится в интервале $P \pm \sqrt{2P}$, где P – число степеней свободы ($P = k - n - 1$, n – число параметров, в нашем случае два параметра). Подробнее о параметре Пирсона и χ^2 -распределении смотри в прил. 1 части 3 данного пособия.

Вычислите параметры Пирсона для обоих распределений – Пуассона и Гаусса.

5. Вычислить вероятность попадания события в интервалы, указанные в табл. 1.1. Сравнить экспериментальные данные с табличными.

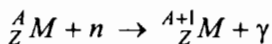
Работа 2

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА НАКОПЛЕНИЯ ИСКУССТВЕННОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕМЕНТОВ НЕЙТРОНАМИ

Цель – изучение процесса накопления искусственной радиоактивности в индиевом образце при облучении его нейтронами методом снятия кривой накопления и определение среднего времени жизни образующихся радиоактивных изотопов.

ВВЕДЕНИЕ

Искусственная радиоактивность может быть получена в результате различных ядерных реакций: под действием нейтронов, заряженных частиц и т.д. Чаще всего радиоактивные элементы получают в результате реакций радиационного захвата нейтронов стабильными изотопами:



Здесь ${}_Z^A M$ – исходный стабильный изотоп, ${}_Z^{A+1} M$ – образующийся β -радиоактивный изотоп. Примерами подобных реакций могут служить реакции (5) (см. разд. 1).

Математически задачу с накоплением радиоактивных ядер в облучаемом образце можно рассмотреть следующим образом. Пусть «тонкий» образец стабильного изотопа (образец считается «тонким», если изменение потока частиц, проходящих через него, много меньше величины этого потока), содержащий $N_{\text{стаб}}$ ядер, помещается в поток нейтронов плотностью j нейтр./ $(\text{с}\cdot\text{см}^2)$. Тогда за время dt появится $j \cdot N_{\text{стаб}} \cdot \sigma \cdot dt$ новых активных ядер (σ – сечение поглощения нейтронов ядрами). Наряду с процессом образования активных ядер идет их распад. Если к моменту t было N активных ядер, то за время dt распадается $N\lambda dt$ ядер, где λ – вероятность распада за 1 с (постоянная распада). Так как процессы накопления и распада активных ядер идут одновременно, то дифференциальное уравнение для $N(t)$ имеет вид:

$$dN(t) = Gdt - N\lambda dt, \quad (2.1)$$

где G – число образующихся радиоактивных ядер в единицу времени, $G = jN_{\text{стаб}}\sigma$. Интегрируя уравнение (2.1) при начальном условии $t = 0$, $N = 0$ и полагая, что $Gt \ll N_{\text{стаб}}$, где t – продолжительность опыта, получаем

$$N(t) = \frac{G}{\lambda} \cdot [1 - \exp(-\lambda t)] = G \cdot \tau [1 - \exp(-t/\tau)]. \quad (2.2)$$

Здесь $\tau = 1/\lambda$ – среднее время жизни изотопа. Отсюда следует, что при увеличении времени экспозиции число активных ядер, накопленных в образце, стремится к $N_{\text{max}} = G\tau$. Если выбрать $t \approx 5\tau$, то N будет отличаться от N_{max} всего на 1 %, и можно считать, что достигнуто равновесие, при котором число образующихся за 1 с радиоактивных ядер равно числу ядер, распадающихся за то же время. При дальнейшем облучении активность образца практически не изменяется. На рис. 2.1 показаны кривые нарастания во времени числа радиоактивных ядер в образце при его облучении и уменьшения их при последующем распаде, причем за 100 % принято количество радиоактивных ядер при бесконечно большом времени облучения.

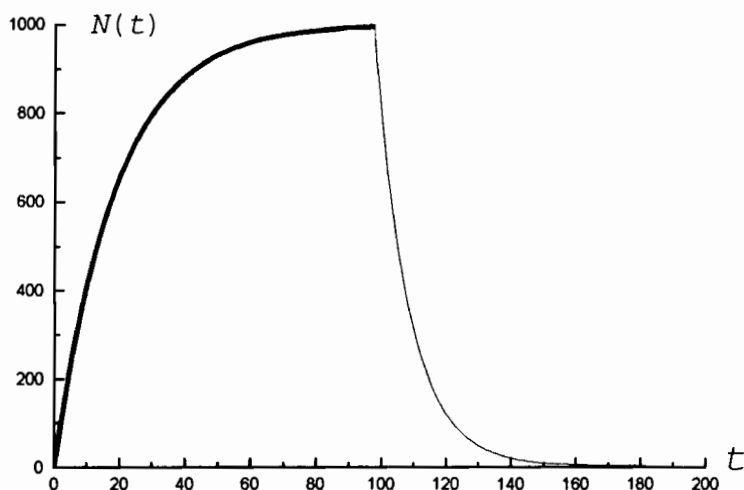


Рис. 2.1

По окончании облучения идет только распад радиоактивных ядер. Их число $N(t)$ будет уменьшаться со временем в соответствии с законом радиоактивного распада:

$$N(t) = N_0 \cdot \exp(-t/\tau),$$

где N_0 – число накопившихся радиоактивных ядер к моменту окончания облучения.

О количестве радиоактивных ядер в образце судят по его активности $A(t)$, которая равна

$$A(t) = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \frac{N_0 e^{-t/\tau}}{\tau} = \frac{N(t)}{\tau}.$$

Если облучение проводилось в течение времени t_1 то, как следует из (2.2), активность образца в момент времени t_1 составит

$$A(t_1) = dN/dt \approx N(t_1)/\tau \approx A_\infty \cdot [1 - \exp(-t_1/\tau)], \quad (2.3)$$

где $A_\infty = A(t \rightarrow \infty)$. Поскольку детекторы, регистрирующие электроны распада, имеют эффективность не равную единице, счетчик будет фиксировать в единицу времени $dn/dt = w \cdot A(t)$ частиц, где w – средняя вероятность регистрации β -частиц детектором изучения. Есть несколько причин, которые влияют на величину эффективности регистрации частиц:

если активный образец располагается вне чувствительного объема счетчика, последний регистрирует лишь часть частиц, испускаемых в телесном угле, под которым счетчик виден из образца;

часть частиц, полетевших в направлении счетчика, может быть поглощена в самом образце, в воздухе на пути к счетчику или в стенках счетчика;

наличие мертвого времени t_m у регистрирующей аппаратуры приводит к тому, что часть частиц, проходящих через счетчик в течение времени t_m , регистрироваться не будет.

В различных экспериментах перечисленные факторы могут по-разному влиять на измеряемую величину. Например, при измерении абсолютной активности образца важны все три перечисленных фактора. При измерении скорости распада первые два фактора не внесут ошибок, так как для данного изотопа постоянная распада λ не зависит ни от энергии электрона, ни от телесного угла, в то вре-

мя как третий фактор необходимо учитывать, иначе можно получить неверный результат.

В настоящей работе в качестве образца, в котором наводится активность, используется индиевая пластинка. Принимая во внимание характеристики индиевого образца, приведенные в табл. 1, и характеристики источника нейтронов (см. разд. 1), можно предложить два варианта измерения кривой накопления активности, каждый из которых может быть реализован за время, отведенное на выполнение лабораторной работы.

Вариант 1. Измерению подлежит кривая накопления активности изотопа $^{116m}_{49}\text{In}$. Общее время облучения образца 2÷3 ч. Используя данные табл. 1, можно показать, что суммарный вклад в общую активность от других изотопов за это время облучения не превысит 2 %. Накопленную активность рекомендуется измерять через каждые 15 мин облучения образца. При этом следует придерживаться следующих временных режимов измерений: время однократного облучения образца – 15 мин, время переноса образца от источника к β -счетчику – 20 с, время измерения активности образца – 100 с, время переноса индикатора от β -счетчика к источнику – 20 с.

Вариант 2. Измерению подлежит кривая накопления активности короткоживущего изотопа $^{116}_{49}\text{In}$. Суммарное по всем экспозициям время облучения образца в этом случае должно быть порядка 10 мин. Используя данные табл. 1, можно показать, что вкладом от изотопа $^{116}_{49}\text{In}$ в общую активность за это время облучения можно, как и в первом случае, пренебречь, а вклад от долгоживущих изотопов $^{116m}_{49}\text{In}$ и $^{114m}_{49}\text{In}$ будет сравним или даже существенно больше вклада от исследуемого изотопа $^{116}_{49}\text{In}$. При этом от экспозиции к экспозиции он будет нарастать практически линейно. Этот вклад можно исключить экспериментальным путем.

С целью получения кривой накопления только от изотопа $^{116}_{49}\text{In}$ индиевый образец надо облучать в течение коротких, но увеличивающихся от опыта к опыту промежутков времени, например, 5, 10, 15, 20, 30, 40 с и т.д. По окончании каждой экспозиции актив-

ность образца надо измерять в течение промежутка времени Δt , достаточного для практически полного высвечивания короткоживущего компонента $\Delta t = (3 \div 5)\tau$. После того, как короткоживущий компонент высветился, необходимо сразу же, сбросив прежние показания β -счетчика, провести еще одно измерение активности образца за точно такой же промежуток времени Δt . Разность показаний первого и второго измерений и даст вклад от активности, введенной в образец за счет короткоживущего компонента $^{116}_{49}\text{In}$. В этом варианте другие временные режимы рекомендуются выбрать следующим образом. Время переноса образца от источника к β -счетчику $10 \div 15$ с. Во избежание заметной потери активности от короткоживущего компонента это время следует выбрать минимально возможным и не менять его от одной экспозиции к другой. Естественно, что от одного опыта к другому не должно изменяться и время измерения активности Δt . Время измерения активности короткоживущего компонента – 100 с, время измерения вклада в активность от долгоживущих компонент – 100 с, время переноса образца от β -счетчика к источнику – минимально возможное.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В работе в качестве исследуемого образца используется индиевая пластинка. Изотопный состав природного индия и продукты (n, γ)-реакции, возникающие при облучении его изотопов нейтронами, приведены в табл. 1 (разд. 1). В таблице указаны также среднее время жизни возникающих активных изотопов и эффективные сечения активации того или иного продукта реакции, приходящиеся на атом соответствующего стабильного изотопа. Сечения активации в таблице приводятся для тепловых нейтронов. Схема распада одного из радиоактивных изотопов индия $^{116}_{49}\text{In}$ приведена на рис. 2.2.

Образец активируется нейтронами от (Pu-Be)-источника, установленного в парафиновом блоке (описание источника и спектра нейтронов в замедлителе дается в разд. 1, пп. 1 и 2). Для активации образца его на время облучения помещают в одно из заранее проданных гнезд в парафиновом блоке.

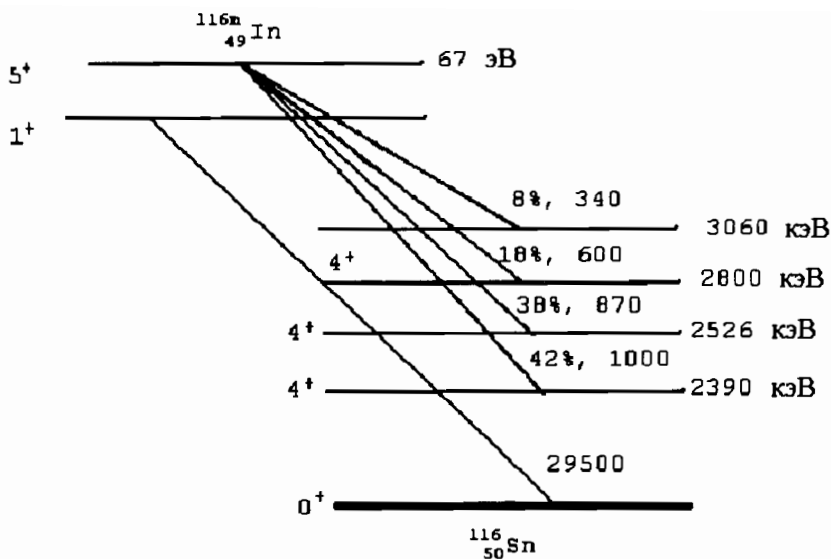


Рис. 2.2

Наведенную β -активность образца измеряют на установках, описанных в разд. 1, п. 5.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с описанием используемых в работе источника нейтронов (см. разд. 1, пп. 1 и 2) и приборов, предназначенных для измерения β -активности образца.

2. Включить приборы и прогреть установку в течение 10 – 15 мин.

3. Измерить величину фона. Время измерения фона необходимо выбрать таким, чтобы относительная ошибка величины фона была мала по сравнению с точностью рабочих измерений. В процессе выполнения работы контролировать фон.

4. Перед облучением образца проверить его остаточную активность.

5. Согласовать с преподавателем вариант измерения кривой накопления активности.

6. Снять зависимость активности образца от времени его экспозиции в нейтронном поле, используя рекомендованные выше для каждого варианта временные режимы проведения измерений.

7. По окончании облучения для варианта 1 (с долгоживущим изотопом) снять зависимость активности образца от времени его распада. Этот опыт рекомендуется проводить в течение двух периодов полураспада.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Построить экспериментальную кривую накопления радиоактивности в индиевом образце и в каждой точке отложить погрешность измерения.

2. По экспериментальным данным, используя формулу (2.2), оценить среднее время жизни τ радиоактивного изотопа и его погрешность следующими способами.

А. Если есть сомнение в том, что в процессе измерений достигнуто насыщение, оценку τ можно сделать следующим способом. Взять два интервала времени экспозиций образца в нейтронном потоке t_1 и t_2 такие, что $t_2 = 2 \cdot t_1$. Тогда можем записать:

$$\frac{N(t_2)}{N(t_1)} = \frac{1 - \exp(-t_2/\tau)}{1 - \exp(-t_1/\tau)} = 1 + \exp(-t_1/\tau) = \alpha. \quad (2.4)$$

Как видно из соотношения (2.4), величина α не зависит от величины $N_{\max}$. При обработке следует использовать все пары измерений, для которых выполняется условие $t_2 = 2 \cdot t_1$, вычислить для каждой пары $\tau \pm \Delta\tau$, получить среднее $\langle \tau \rangle \pm \Delta\langle \tau \rangle$. Используя полученную величину τ и экспериментальные $A(t_i)$, вычислить для каждого t_i A_i (см. соотношение (2.3)) и по ним среднее A_∞ . Имея A_∞ и τ , вычислить расчетную кривую накопления и нанести ее на график с экспериментальными данными.

Б. В процессе измерений достигнуто насыщение A_∞ . Из соотношения (2.3), имеем

$$Y_i = \frac{A_\infty - A(t_i)}{A_\infty} = \exp(-t_i/\tau),$$

отсюда

$$\ln Y_i = -t_i/\tau. \quad (2.5)$$

Для определения τ постройте зависимость $\ln Y_i$ от t_i . Работа упрощается, если воспользоваться полулогарифмической миллиметровой, на которой уравнение (2.5) преобразуется в прямую линию. На гистограмму необходимо нанести статистические погрешности значений ΔY_i . При проведении прямой по точкам нужно следить, чтобы число точек выше нее равнялось, примерно, числу точек ниже нее. При этом предпочтение следует отдавать точкам с меньшей статистической погрешностью. Используя соотношение (2.5), получить τ .

3. Вычислить критерий согласия χ^2 – параметр Пирсона для кривой накопления (2.3) и полученных экспериментальных данных

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{[A(t_i) - A_\infty(1 - \exp(-t_i/\tau))]^2}{(\Delta A(t_i))^2},$$

где k – число измерений $A(t)$ по шкале времени.

Р а б о т а 3

ИССЛЕДОВАНИЕ АКТИВАЦИИ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ОБРАЗЦОВ

Цель – определение средних времен жизни и соотношения изотопов в образце, содержащем смесь двух независимых короткоживущих β -радиоактивных изотопов серебра $^{108}_{47}\text{Ag}$ и $^{110}_{47}\text{Ag}$.

ВВЕДЕНИЕ

Активностью радиоактивного источника называется скорость его распада:

$$A(t) = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \frac{N_0}{\tau} e^{-t/\tau} = \frac{N_0 \ln 2}{T_{1/2}} 2^{-t/T_{1/2}}. \quad (3.1)$$

Здесь N – число нераспавшихся радиоактивных ядер к моменту времени t ; N_0 – их число при $t = 0$; λ – постоянная распада; $\tau = \lambda^{-1}$ – среднее время жизни радиоактивных ядер; $T_{1/2} = \tau \cdot \ln 2 = 0,693 \cdot \tau$ – период полураспада; $A_0(t = 0) = N_0/\tau$.

Единицей активности служит беккерель: $1 \text{ Бк} = 1 \text{ расп./с}$. Используется также внесистемная единица активности – кюри: $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ расп./с}$.

Как видно из соотношения (3.1), измерение активности препарата в зависимости от времени позволяет определить его характеристики: начальное количество радиоактивных ядер, а также скорость его распада (с которой, в свою очередь, связаны среднее время жизни τ и период полураспада $T_{1/2}$). Если препарат содержит более одного радиоактивного изотопа и продукты их распада стабильны, общая активность складывается из суммы активностей отдельных компонентов:

$$A(t) = \sum_i A_{0i} e^{-\lambda_i t}. \quad (3.2)$$

Если в течение опыта радиоактивные компоненты распадаются практически полностью, то, измеряя $A(t)$, можно достаточно точно определить их периоды полураспада. Наиболее надежные результаты получаются, когда число радиоактивных изотопов невелико (не более трех, четырех), а их постоянные распада различаются в несколько раз.

Обозначим через Δn число распадов, зарегистрированное установкой за время Δt . При условии $\Delta t \ll \tau$ можем записать

$$\left(\frac{\Delta n}{\Delta t} \right) = \sum_i w_i A_{0i} \cdot e^{-\lambda_i t} + \frac{\Delta n_f}{\Delta t}. \quad (3.3)$$

В этом соотношении w_i – средняя эффективность регистрации частиц i -го компонента. Величины w_i могут быть неодинаковыми для разных компонентов, так как испускаемые ими частицы имеют разный энергетический спектр и поэтому регистрируются с разной эффективностью. Величина $\Delta n_f / \Delta t$ равна среднему числу импульсов фона за единицу времени. В случае непрерывного измерения активности экспериментальные данные за вычетом фона

$$\left(\frac{\Delta n}{\Delta t} \right)_{\text{эксп}} = \left(\frac{\Delta n}{\Delta t} \right)_{\text{изм}} - \frac{\Delta n_f}{\Delta t}. \quad (3.4)$$

Для 2-компонентной смеси имеют вид, представленный в виде гистограммы на рис. 3.1 в полулогарифмическом масштабе.

Интервалы Δt могут быть разными, однако в данном интервале времени для каждого компонента препарата должно выполняться условие $\Delta t \ll \tau_i$. Если измерения $(\Delta n / \Delta t)_{\text{изм}}$ прерываются и разделены временными интервалами t_m , то при построении гистограммы и анализе экспериментальных данных в случае невыполнения условия $t_m \ll \Delta t$ интервалы t_m должны быть учтены.

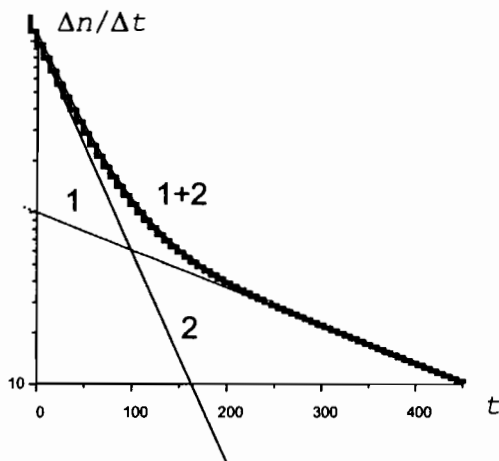


Рис. 3.1

Простейшим и наиболее наглядным способом определения τ является анализ графика зависимости $\lg(\Delta n / \Delta t)_3$ от времени. По истечении достаточного промежутка времени все радиоактивные вещества с малыми периодами полураспада практически распадутся, и в дальнейшем будет распадаться только один долгоживущий компонент. На графике (см. рис. 3.1) кривая $\lg(\Delta n / \Delta t)$ перейдет в прямую линию, соответствующую самому долгоживущему из i исследуемых компонентов. Экстраполяция полученной прямой к нулю времени позволяет исключить долгоживущий компонент $(\Delta n / \Delta t)_1$ из суммарной активности $(\Delta n / \Delta t)_3$ и построить новый график для короткоживущих компонентов:

$$\lg\left(\frac{\Delta n}{\Delta t}\right)_{i-1} = \lg\left[\left(\frac{\Delta n}{\Delta t}\right)_3 - \left(\frac{\Delta n}{\Delta t}\right)_1\right].$$

Произведя указанные операции столько раз, сколько компонентов содержится в исследуемом образце, можно определить все τ_i . Отрезок B_i , отсекаемый на оси ординат прямой линией, соответствующий i -му компоненту, равен $w_i \cdot A_{0i}$. Если известны эффективности w_i , то, измеряя B_i для отдельных компонентов, можно определить отношения между A_{0i} .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В качестве радиоактивного препарата в работе используется облученная нейтронами пластинка из естественного серебра, изотопный состав которого, а также эффективные сечения образования β -радиоактивных изотопов и их средние времена жизни приведены в табл. 1 (разд. 1).

Образец активируется нейтронами Pu-Be-источника. Для этого его помещают в одно из гнезд, специально сделанных в парафиновом блоке (см. разд. 1, п. 1).

Работа производится в линию (on-line) с ЭВМ. Это означает, что порядок и временные режимы измерений, снятие показаний с соответствующей аппаратуры, сортировка и организация хранения полученных результатов производится ЭВМ, работающей под управлением специально написанными для данного эксперимента программами. Имеются два варианта программы:

LAB_3.EXE
L3AVTO.EXE

Программы позволяют набрать, записать в файл, распечатать временной спектр β -распада радиоактивного (р/а) препарата Ag-индикатора, а также вывести на экран в виде графиков экспериментальный и ожидаемый с рассчитанными МНК параметрами временные спектры. Различие в работе программ не принципиально и состоит в следующем.

Программа **LAB_3.EXE** измеряет фон за заданное студентом время и возвращается в МЕНЮ.

Программа **L3AVTO.EXE** приступает к измерению фона по команде из МЕНЮ и продолжает его до момента установки радиоактивного индикатора (Ag) на счетчик, после чего автоматически переходит к измерению кривой распада. Поэтому измерение фона

можно начинать одновременно с установкой р/а индикатора в гнездо источника нейтронов.

МЕНЮ программы LAB_3.EXE

Приведем задачи, выполняемые программой.

1. Формирование заголовка, в который входят данные об исполнителях.
2. Формирование имени файла (блока) данных результатов измерений.
3. Измерение фона.
4. Измерение активности пластинки как функции времени.
5. Запись файла результатов измерений и заголовка на магнитный диск.
6. Визуальное наблюдение гистограммы на дисплее.
7. Распечатка файла на бумагу.

Обе программы работают в диалоговом режиме, при котором на экране дисплея выдаются вопросы и предложения программы, ответы на которые следует набирать на клавиатуре. Результаты измерений записываются в файл данных. По окончании эксперимента массив данных будет вызываться для обработки по имени файла. В имени файла должна присутствовать фамилия исполнителя (одного из двух, если работа производится совместно).

Время отдельного измерения Δt фона или активности установлено равным 3 с. При измерении числа импульсов Δn за этот промежуток времени включение счетчика импульсов СИ и его остановка производится командами ЭВМ под управлением программы.

При генерации команды «Начать измерения» одновременно производится запуск СИ и внутренних часов ЭВМ. По истечении времени Δt программа последовательно выдает команды на остановку СИ, считывание его показаний и занесение этого числа в зарезервированную для него ячейку оперативной памяти ЭВМ. Для работы в режиме непрерывных измерений в программе резервируется одномерный массив $N(i)$, где $i = 1, 2, 3, \dots K_{\max}$, – номер измерения; $K_{\max}$ – длина массива, равная числу измерений. При работе в непрерывном режиме после записи в зарезервированный массив $N(i)$ очередного ΔN_i автоматически выдается команда «Начать измерения». Такая последовательность действий будет продолжаться до тех пор, пока i не станет равным $K_{\max}$. Величина паузы t_m между двумя измерениями на данной установке менее 1 мс, т.е. $t_m \ll \Delta t$ и

поэтому может не учитываться при построении $\Delta N(t_i)$ и анализе полученных результатов. Максимальная размерность зарезервированного массива для $\Delta N(t_i)$ равна $K_{\max} = 300$, что отвечает полному времени измерения активности 15 мин. По окончании этого времени массив автоматически записывается на диск. Набранный спектр полностью или его отдельными частями можно вывести на экран дисплея и, при необходимости, распечатать на бумагу или на собственный гибкий диск 3.5".

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. С помощью набора кабелей подать сигнал с детектора на формирователь и с него на счетчик импульсов.

2. Включить БВП и установить рабочее напряжение. Подать высокое напряжение на ФЭУ.

3. Включить питание крейта.

4. Согласно инструкции включить ЭВМ.

Время установления рабочих режимов ФЭУ и всего комплекса электроники не менее 10 мин.

5. С пульта ЭВМ вызвать соответствующую программу и начать с ней работать.

6. Поместить серебряную пластинку на облучение в гнездо замедлителя. **Активность образца должна быть доведена до величины, близкой (~ 99%) к насыщению долгоживущего изотопа** (см. описание лабораторной работы 2). При работе с программой **LAB_3.EXE** пока идет процесс насыщения следует провести измерение фона. Время измерения фона $\Delta t = 30$ с. Фон предлагается измерить несколько раз.

7. После измерения величины фона и доведения до насыщения р/а индикатора (при работе с программой **LAB_3.EXE**) извлечь пластинку серебра из гнезда источника, установить пластинку на детектор, нажать клавишу ENTER.

При работе с программой **L3AVTO.EXE** после установки Ag-пластинки на облучение следует из МЕНЮ перейти в пункт ИЗМЕРЕНИЯ. Программа переходит в режим непрерывного измерения фона. После установки на детектор доведенного до насыщения радиоактивного индикатора программа автоматически прекращает измерение фона и переходит к измерению кривой распада. **Для расчета активности компонентов в момент окончания облучения необходимо замерить ручным секундомером время переноса от момента извлечения пластинки из гнезда до начала**

измерения активности на детекторе. Для получения максимальной активности короткоживущего компонента это время должно быть минимально возможным.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

1. В зависимости от уровня подготовленности студента (это решается преподавателем) обработка полученных результатов проводится одним из следующих методов.

1.1. *Графический метод.* Для обработки этим методом необходимо распечатать массив чисел ΔN_i . По изложенной во введении методике провести анализ полученных результатов графическим способом. Работа упрощается, если воспользоваться полулогарифмической миллиметровкой. При построении гистограммы за начало отсчета времени следует взять момент извлечения образца из гнезда замедлителя. На гистограмму необходимо нанести статистические погрешности значений ΔN_i . При проведении линии по точкам нужно следить, чтобы число точек выше неё равнялось, примерно, числу точек ниже неё. При этом предпочтение следует отдавать точкам с меньшей статистической погрешностью. Используя соотношение (3.2), получить τ_i и A_{0i} . Вычислить критерий согласия χ^2 – параметр Пирсона для ожидаемой кривой распада

$$A(t) = \sum_{i=1}^{i=2} A_{0i} \cdot e^{-t/\tau_i}$$

и полученных экспериментальных данных (см. лабораторную работу 2).

Для оценки погрешностей средних значений скоростей распада и числа радиоактивных ядер, накопленных к моменту окончания облучения образца, следует провести еще две прямые – с максимально и минимально возможными наклонами. Допустимые пределы наклона этих прямых устанавливаются статистическими погрешностями экспериментальных точек на соответствующих участках шкалы времени..

1.2. *Метод наименьших квадратов (МНК).* Предлагается два способа выполнения анализа.

1.2.1. *Использование линейного МНК.* На участке от некоторого $I = I_0$ до $K_{\max}$ измеренная активность (за вычетом фона) описывается функцией

$$F(t) = A_{01} \cdot \exp(-t/\tau_1), \quad (3.5)$$

где $t = (i - 0,5) \cdot \Delta t$. Коэффициент 0,5 соответствует середине канала.

Номер I_0 определяется по полулогарифмической гистограмме с экрана дисплея. Неверно выбранный I_0 даст при обработке плохой χ^2 . Поэтому при написании программы обработки следует предусмотреть возможность изменения I_0 без выхода из программы. Логарифмируя (3.5), получаем линейную зависимость

$$F_1(t) = \ln F(t) = \ln A_{01} - t/\tau_1. \quad (3.6)$$

Получив МНК-методом величины A_{01} и τ_1 , можно, как это указывалось во введении к данной работе, вычесть вклад долгоживущей компоненты из гистограммы $(\Delta n)_{\text{эксп}}$ на участке от $i = 1$ до $I = I_0 - 1$. Новый массив описывается теми же функциями (3.5) и (3.6) и может обрабатываться с использованием той же программы. Ввиду простоты алгоритма МНК для линейной функции, студенту предлагается провести разработку программы самостоятельно. Подпрограмма чтения файла данных с диска и обращение к ней имеются в лаборатории.

2. Экстраполируя экспериментальные кривые влево на величину времени переноса $t_{\text{пер}}$ Ag-пластинки от источника облучения до начала измерения радиоактивности, определяем по графику счета A_{01} и A_{02} **в момент окончания облучения, т.е. при $t = 0$** . Полагая $w_1 = w_2$, определить (см. соотношение (3.1)) отношение $(N_{01}/N_{02})_{\text{эксп}}$ между числом ядер $^{108}_{47}\text{Ag}$ и $^{110}_{47}\text{Ag}$. Используя данные табл. 1 (разд. 1), вычислить приближенное значение этого отношения по формуле

$$\left(\frac{N_{01}}{N_{02}} \right)_{\text{расч}} = \frac{a_1 \sigma_{\text{лакт}} \tau_1}{a_2 \sigma_{2\text{акт}} \tau_2},$$

где a_i – доля изотопа в естественной смеси. Сравнить с экспериментальным значением этой величины (см. табл. 1 на с. 9). Если они различаются, объяснить причину наблюдаемого расхождения.

3. Предложите способ определения τ для случая $\tau \sim 10^{10}$ лет.

ИЗУЧЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В ВОДЕ

Цель – исследование распределения плотности резонансных и тепловых нейтронов около источника быстрых нейтронов, помещенного в воду, и определение характеристик замедления и миграции нейтронов в воде.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование пространственного распределения нейтронов в среде дает возможность изучать самые разнообразные по отношению к нейтронам свойства материалов: поглощающие, замедляющие и размножающие. Когда в качестве материалов сред используют замедлители, то соответствующими характеристиками служат: длина диффузии тепловых нейтронов L_C , возраст нейтронов $\tau(E_0; E)$, длина миграции нейтронов M .

Длина диффузии тепловых нейтронов L_C . Она равна среднеквадратичному смещению тепловых нейтронов в процессе их диффузии от того места, где они появились, до поглощения ядрами среды. Длина диффузии является комбинированной характеристикой рассеивающих и поглощающих свойств среды.

Возраст нейтронов $\tau(E_0; E)$ или длина замедления $L_S(E_0; E)$, причем $\tau(E_0; E) \equiv L_S^2$. Длина замедления $L_S(E_0; E)$ определяет среднеквадратичное удаление от источника нейтронов, энергия которых в процессе замедления стала равной E (E_0 – энергия нейтронов источника). Длина замедления и возраст нейтронов являются характеристиками замедляющих свойств материалов.

Длина миграции нейтронов M (или площадь миграции M^2). Она определяется как среднеквадратичное расстояние, проходимое нейтроном в процессах замедления от начальной энергии до тепловой и последующей диффузии теплового нейтрона до его поглощения.

Длина миграции является комбинированной характеристикой замедляющих и поглощающих свойств материалов.

Перечисленные характеристики замедлителей связаны с соответствующими среднеквадратичными удалениями от источника соотношениями:

$$\langle r_C^2 \rangle = 6L_C^2; \quad (4.1)$$

$$\langle r_S^2 \rangle = 6L_S^2(E_0, E) = 6\tau(E_0, E); \quad (4.2)$$

$$\langle r^2 \rangle = 6M^2. \quad (4.3)$$

Здесь $\langle r_C^2 \rangle, \langle r_S^2 \rangle, \langle r^2 \rangle$ – среднеквадратичные удаления нейтронов от точки их образования, соответственно, в процессах диффузии тепловых нейтронов, замедления быстрых нейтронов и миграции нейтрона с начальной энергией E_0 до его поглощения ядрами среды.

Длина диффузии может быть найдена с помощью соотношения

$$L_C^2 = D \cdot T = \frac{1}{3} \lambda_S \cdot \lambda_a, \quad (4.4)$$

где λ_S – средняя длина свободного пробега теплового нейтрона до рассеяния; λ_a – средняя длина свободного пробега теплового нейтрона до поглощения; $D = \lambda_S \cdot v/3$ – коэффициент диффузии; $T = \lambda_a/v$ – среднее время жизни нейтронов в среде. Формула (4.4) получена в предположениях, что скорость тепловых нейтронов постоянна, а их рассеяние сферически симметрично в с.ц.м.

Связь возраста нейтронов с характеристиками материала дается формулой

$$\langle r^2(E_0, E) \rangle = \frac{1}{3\xi(1 - 2/3A)} \int_E^{E_0} \lambda_S^2(E) \frac{dE}{E}. \quad (4.5)$$

Миграция представляет собой совокупность двух случайных процессов: замедления нейтронов от энергии E_0 до тепловой и диффузии тепловых нейтронов. Поэтому

$$\langle r^2 \rangle = \langle r_C^2 \rangle + \langle r_S^2 \rangle,$$

откуда

$$M^2 = \tau_T + L_C^2. \quad (4.6)$$

Здесь τ_T – возраст тепловых нейтронов.

Можно показать [5], что для точечного источника нейтронов на расстояниях $r \gg L_C$ имеет место следующая зависимость плотности тепловых нейтронов n от r :

$$n(r) \sim \exp(-r/L_C)/r.$$

Прологарифмировав это выражение, получим

$$\ln[r \cdot n(r)] = -r/L_C. \quad (4.7)$$

Если теперь построить в полулогарифмическом масштабе зависимость $\ln[r \cdot n(r)]$ от r и определить из нее область изменения r , где эта зависимость линейна, можно определить длину диффузии L_C .

Соотношения (4.1), (4.2), (4.3) и (4.7) подсказывают способ экспериментального определения характеристик замедлителей. Он заключается в измерении пространственного распределения нейтронов соответствующих энергий и вычислении с помощью этих распределений их вторых центральных моментов. Для фиксации энергии нейтронов можно использовать радиоактивные индикаторы, у которых в сечениях поглощения нейтронов при определенных энергиях наблюдаются ярко выраженные резонансы. Конечно, индикаторы будут активироваться нейтронами различных групп энергий: тепловыми, резонансными и т.д., но, используя экраны из кадмия и из материала самого индикатора, можно при соответствующем подборе толщин экранов и индикатора выделить активацию только нейтронами определенной группы (см. разд. 1, пп. 3 и 4).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка (рис. 4.1) состоит из бака с водой, в центре которого на некоторой глубине подвешен Pu-Be-источник нейтронов. Характеристики источника описаны в разд. 1, п. 1. Для измерения нейтронного потока используется пластинка из серебра (индикатор), помещаемая на время облучения в бак на ту же глубину, что и источник на определенном расстоянии r от него. Для нахождения активности, наведенной в индикаторе резонансными нейтронами, его закрывают с обеих сторон экранами из кадмия, поглощающими тепловые нейтроны. Активность индикатора измеряется на стандартной установке с β -счетчиком (см. разд. 1, п. 5).

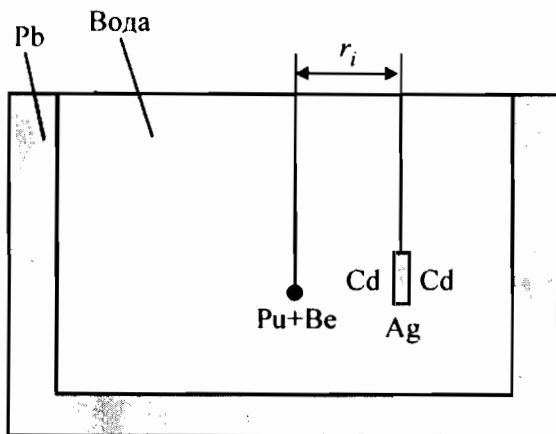


Рис. 4.1

Число отсчетов счетчика пропорционально активности $n(r_i)$, которая, в свою очередь, пропорциональна плотности потока нейтронов в данном месте замедлителя r_i . Мерой полного числа $N(r_i)$ на расстоянии r_i от источника служит произведение плотности нейтрона $n(r_i)$ на площадь поверхности сферы $S \sim r_i^2$: $N(r_i) = r_i^2 \cdot n(r_i)$. В отсутствии замедления и поглощения нейтронов N постоянно и не зависит от r .

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с описанием установки для измерения β -активности и подготовить ее к работе.
2. Измерить фон. Убедиться в том, что необлученный индикатор не изменяет фона.
3. Получив от преподавателя задание, изучить определенные свойства среды по отношению к нейтронам (замедляющие или характеристики миграции), выбрать временные режимы измерений с данным индикатором (см. разд. 1, п. 6).
4. Провести измерения активности индикатора $n(r_i)$, наведенной нейтронами соответствующих групп энергий (тепловыми и резонансными), в следующих точках бака с водой r_i : 5, 8, 12, 15, 18, 22, 25 см. Работа проводится на короткоживущем изотопе Ag. Времен-

ные режимы: в каждой точке по r_i – время облучения 100 с, время измерения на детекторе – 100 с, далее высвечивание до уровня фона. Время выполнения работы заметно экономится, если ее проводить под управлением программы LAB4_5_6, за счет автоматического контроля процесса высвечивания.

С целью уменьшения погрешностей измерения и уменьшения времени выполнения всей работы рекомендуется начинать измерения от края бака, где плотность нейтронов меньше.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Вычесть фон из $n(r_i)$. Посчитать статистические погрешности результатов измерений $\Delta n(r_i)$.

2. Построить гистограммы распределений $n'(r_i) = n(r_i) - n_{\text{фон}}$ и $N'(r_i) = r_i^2 \cdot n'(r_i)$ как функции r_i для резонансных и тепловых нейтронов. На графики нанести погрешности построенных величин.

3. Используя в качестве весов $N'(r_i)$, вычислить среднее значение r_i^2 . Используя соотношение (4.3) вычислить длину миграции нейтронов $M \pm \Delta M$.

4. Для тепловых нейтронов построить зависимость $\ln[r n'(r_i)]$ от r и определить из нее область изменения r , где эта зависимость линейна. Используя соотношение (4.7), определить длину диффузии $L_C \pm \Delta L_C$.

5. Используя соотношение (4.6) и полученные значения M и L_C , определить возраст теплового нейтрона $\tau_T \pm \Delta \tau_T$.

Сравнить полученные результаты с табличными [5].

6. Вычислить средний квадрат удаления от Pu-Be-источника нейтронов, достигших резонансной энергии. Оценить погрешность найденной величины.

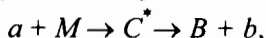
Работа 5

ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ МЕТОДОМ БОРНОГО ПОГЛОТИТЕЛЯ

Цель – измерение энергии резонансных нейтронов при поглощении их ядрами изотопа серебра $^{109}_{47}\text{Ag}$.

ВВЕДЕНИЕ

Анализ экспериментальных данных показывает, что в области энергий нейтронов от тепловой до ~ 20 МэВ протекание ядерных реакций может быть объяснено с помощью двух основных механизмов: с образованием возбужденного промежуточного ядра сталкивающимися частицами и без его образования. В данной работе предлагается изучение реакции первого типа:



где a – налетающая частица (нуклон, ядро, γ -квант); M – ядро-мишень; C^* – возбужденное промежуточное ядро; B, b – продукты реакции.

Рассмотрим реакцию захвата нейтрона ядром с массовым числом A . При захвате нейтрона массовое число ядра увеличивается на единицу, а внутренняя энергия на величину, равную

$$W = \varepsilon_n + \varepsilon \frac{A}{A+1}, \quad (5.1)$$

где ε_n – энергия связи нейтрона в промежуточном ядре; ε – кинетическая энергия нейтрона. Если ядро не имеет уровней возбуждения, близких к W , то сечение реакции изменяется обратно пропорционально скорости нейтрона и промежуточное ядро не образуется. Если же W близко к величине энергии уровня возбуждения ядра, то сечение резко возрастает. В зависимости сечения от энергии нейтронов наблюдается пик (резонанс), и это указывает на образование промежуточного ядра. Примеры реакций захвата нейтронов, сопровождающихся испусканием γ -квантов, приведены в разд. 1, п. 3. Измерения ширины Γ реакций показали, что, во-первых, время жизни в возбужденном состоянии промежуточного ядра $\tau_{C^*} = \hbar/\Gamma$ на четыре-пять порядков больше характерного ядер-

ного, и, во-вторых, уровни возбуждения, их характеристики и моды распада ядра (конкретные продукты $B + b$) не зависят от того, в результате какой реакции оно было получено. Эти особенности явились основанием для выделения таких реакций в особый класс.

В общем случае при наличии у промежуточного ядра изолированного возбужденного уровня с энергией E_0 сечение образования возбужденного промежуточного ядра зависит от энергии налетающего нейтрона следующим образом:

$$\sigma(\varepsilon) = g\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma}{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 + \Gamma^2 / 4}.$$

Здесь g – статистический спиновый множитель, зависящий от спинов нейтрона, ядра мишени и образующегося промежуточного ядра; $\lambda = \hbar/p$, (p – импульс нейтрона); Γ_n – нейтронная ширина; Γ – полная ширина; ε и ε_0 – кинетические энергии нейтрона и ядра в с.ц.м (см. соотношение (5.1)); ε_0 – резонансная энергия нейтрона, соответствующая величине энергии уровня возбуждения ядра $E_0 = W = \varepsilon_n + \varepsilon_0$.

Так как энергия связи нейтрона в данном ядре есть величина постоянная, то для измерения энергий уровней возбуждения ядер достаточно измерить резонансные энергии нейтронов.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ РЕЗОНАНСНОЙ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ

Для нейтронов, энергия которых может плавно перестраиваться, измерение резонансной энергии не представляет особых трудностей. С этой целью в поток нейтронов устанавливают экран из исследуемого образца и измеряют интенсивность нейтронов за ним в зависимости от энергии нейтронов. В области резонанса интенсивность проходит через минимум. Соответствующая ему энергия равна резонансной. В данном случае, с использованием Pu-Be-источника в парафиновом блоке, дающего нейтроны с непрерывным энергетическим спектром, эта методика прямо не может быть использована. Однако если в качестве исследуемого образца и детектора нейтронов использовать один и тот же химический элемент, который в результате захвата нейтронов становится β -радиоактивным и имеет одиночный резонанс с $\sigma_0 \gg \sigma_{nr}$ (σ_0 –

сечение в резонансе, $\sigma_{\text{нр}}$ – сечение вне резонанса), измеренная β -радиоактивность индикатора будет обусловлена, в основном, нейтронами с $\varepsilon \approx \varepsilon_0$.

Для определения величины ε_0 используется метод борного поглотителя, который состоит в следующем. Экспериментально было обнаружено, что в большом диапазоне энергий нейтронов (до $\varepsilon \sim 440$ кэВ) сечение захвата нейтронов ядрами бора следует закону

$$\sigma_B \sim \frac{1}{v} \sim \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}},$$

где v – скорость нейтрона. Поэтому, если известны сечения захвата нейтронов бором для двух энергий нейтронов, одной из которых пусть будет энергия тепловых нейтронов $\varepsilon_T = 0,025$ эВ, а другой – резонансная энергия нейтронов $\varepsilon \approx \varepsilon_0$, соответствующая энергии E_0 уровня возбуждения β -радиоактивного индикатора, т.е. резонансная энергия может быть найдена из соотношения:

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_T}} = \frac{\sigma_B(\varepsilon_T)}{\sigma_B(\varepsilon_0)}. \quad (5.2)$$

Сечение захвата тепловых нейтронов бором $\sigma_B(\varepsilon_T) = 769 \pm 4$ б. Естественно, что описанный способ определения энергии применим лишь для $\varepsilon_0 \ll 440$ кэВ.

Для определения величины $\sigma_B(\varepsilon_0)$ необходимо измерить ослабление потока нейтронов при прохождении его через борный фильтр. Пусть $J_0(\varepsilon_0)$ и $J_B(\varepsilon_0)$ – потоки нейтронов, измеренные в отсутствии и присутствии фильтра бора соответственно. Тогда

$$J_B(\varepsilon_0) = J_0(\varepsilon_0) \cdot e^{-\sigma_B(\varepsilon_0)n_B \ell}, \quad (5.3)$$

где n_B – число ядер бора в 1 см^3 фильтра; ℓ – толщина фильтра. Величины потоков измеряются по наведенной β -активности индикатора.

В данной работе предлагается в качестве вещества образца и индикатора использовать серебро и оценить ε_0 для β -активного изотопа ^{110}Ag , образующегося в реакции $^{109}\text{Ag}(n, \gamma)^{110}\text{Ag}$. При по-

мещении индикатора в поток нейтронов в нсм за время t_1 накапливаются радиоактивные ядра по закону:

$$N_0(\varepsilon) = J(\varepsilon) \left(1 - e^{-d/\lambda(\varepsilon)}\right) \cdot \left(1 - e^{-t_1/\tau}\right). \quad (5.4)$$

Здесь $\lambda(\varepsilon)$ — длина поглощения нейтронов в веществе индикатора, равная $\lambda(\varepsilon) = 1/[\sigma(\varepsilon)n_{\text{яд}}]$; $n_{\text{яд}}$ — концентрация ядер индикатора; d — его толщина; τ — среднее время жизни радиоактивного изотопа. После окончания облучения индикатор устанавливают под бета-счетчик и измеряют число отсчетов N за время t_2 :

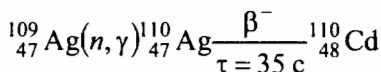
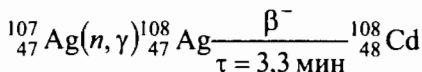
$$N(\varepsilon) = w \cdot N_0(\varepsilon) \left(1 - e^{-t_2/\tau}\right). \quad (5.5)$$

Здесь w — эффективность регистрации электронов распада счетчиком. Из (5.5) видно, что при фиксированных t_1 и t_2 $N(\varepsilon) = \text{const} \cdot J(\varepsilon)$, и вместо величин $J(\varepsilon)$, входящих в соотношение (5.3), можно использовать измеряемые величины

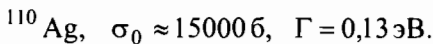
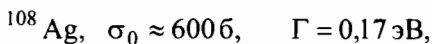
$$N_B(\varepsilon_0) = N_0(\varepsilon_0) \cdot e^{-\sigma_B(\varepsilon_0)n_B \ell}. \quad (5.6)$$

Итак, измеряя потоки нейтронов в присутствии борного поглотителя и без него, из (5.6) можно определить $\sigma_B(\varepsilon_0)$ и из (5.2) — энергию ε_0 . (Отметим, что соотношение (5.6) не зависит от эффективности w .)

В действительности опыт усложняется из-за того, что естественное серебро, из которого изготовлены экран и пластина-индикатор, содержит два стабильных изотопа серебра, а облучается она нейтронами с непрерывным спектром энергии. При захвате нейтронов ядрами естественного серебра идут следующие реакции:



где τ — среднее время жизни соответствующего изотопа. При $\varepsilon < 1$ кэВ серебро имеет одиночные резонансные уровни поглощения нейтронов:



Усредненное сечение поглощения вне резонансов $\sigma_{\text{нр}} \approx (3 \div 7) \text{ б.}$

Пусть ϵ_0 и ϵ' – резонансные энергии для ^{110}Ag и ^{108}Ag соответственно. Нейтронный поток, падающий на индикатор, условно можно разделить на три группы:

$J(\epsilon_0)$ – поток нейтронов, которые могут резонансно захватиться ядрами ^{109}Ag ;

$J(\epsilon')$ – то же для ядер ^{108}Ag ;

$J_{\text{нр}}$ – поток «нерезонансных» нейтронов, которые с малым сечением $\sigma_{\text{нр}}$ могут захватываться ядрами обоих изотопов.

Активация серебряного индикатора обуславливается взаимодействием с ядрами серебра нейтронов всех трех групп. Поэтому бета-активность N_1 , измеренная в отсутствие Ag-экрана, может быть записана в виде

$$N_1 = N(\epsilon_0) + N(\epsilon') + N(\epsilon_{\text{нр}}),$$

где $N(\epsilon_0)$, $N(\epsilon')$, $N(\epsilon_{\text{нр}})$ – активности индикатора от нейтронов соответствующих энергий. Так как для определения ϵ_0 изотопа ^{110}Ag необходимо знать $N(\epsilon_0)$, число отсчетов β -счетчика, связанное с активацией ^{108}Ag и активацией обоих изотопов нерезонансными нейтронами, должно быть исключено из N_1 . Для этого рекомендуется проделать второй опыт, в котором между источником нейтронов и индикатором помещен экран из серебра. Вследствие большой разницы в сечениях захвата нейтронов $\sigma(\epsilon_0) \gg \sigma(\epsilon') \gg \sigma_{\text{нр}}$ возможно подобрать толщину экрана Δ таким образом, чтобы нейтроны с энергией ϵ_0 (и близкой к ней) поглощались экраном, а нейтроны с энергией, отличной от нее, проходили через экран и активировали индикатор. В этом опыте число радиоактивных ядер в индикаторе определяется как $N_2 = N(\epsilon') + N(\epsilon_{\text{нр}})$.

При одинаковых временных режимах и геометрии в этих опытах разность $(N_1 - N_2) = N_0$ пропорциональна числу радиоактивных ядер ^{110}Ag , образующихся при захвате ядрами ^{109}Ag нейтронов с энергией, близкой к ϵ_0 . Третий и четвертый опыты аналогичны двум первым, но при облучении непосредственно перед индикатором помещается борный фильтр. При этом поток нейтронов, падающий на индикатор, будет ослаблен вследствие поглощения нейтронов ядрами бора. Обозначим через $N_{\text{В1}}$ результат измерения активности индикатора в отсутствие серебряного экрана, а через $N_{\text{В2}}$ – в его присутствии. Активность, обусловленная нейтронами с

энергиями, близкими к ϵ_0 $N_B = N_{B1} - N_{B2}$. Величины N_0 и N_B входят в расчетную формулу (5.6) и позволяют определить $\sigma(\epsilon_0)$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для измерения резонансной энергии нейтронов при захвате их ядрами ^{109}Ag используется стопка из нескольких пластин 1, 2, 3 и 4 (рис. 5.1), устанавливаемых недалеко от радиоактивного источника 5 на пути нейтронов в одном из гнезд в парафиновом блоке. Экран из кадмия 1 служит для поглощения тепловых нейтронов. Дополнительный верхний стационарный серебряный экран 2 служит для поглощения потока резонансных нейтронов, идущего со стороны, противоположной источнику. Этот поток образуется за счет рассеяния нейтронов в окружающем веществе. Индикатор 3 – тонкая серебряная фольга, 4 – борный фильтр (пластинка из карбида бора, химическая формула которого B_4C), 2 – Ag-экраны. Описание источника нейтронов дано в разд. 1, п. 1. Наведенная в индикаторе бета-активность измеряется на установках, описанных в разд. 1, п. 5.

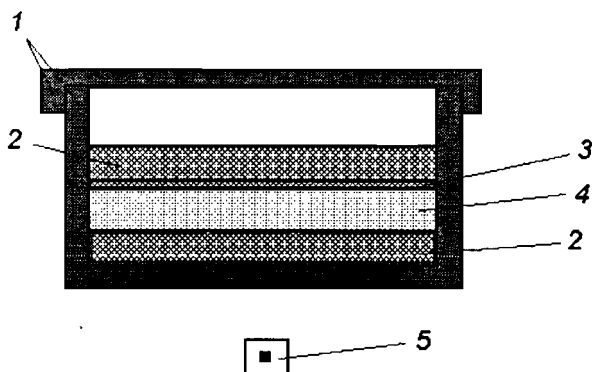


Рис. 5.1

Так как измерение сечения поглощения нейтронов $\sigma(\epsilon_0)$ для изотопа ^{109}Ag проводится на фоне активации индикатора нейтронами с непрерывным энергетическим спектром, а также активации резонансными нейтронами изотопа ^{107}Ag , необходимо для оптимизации условий измерений оценить вклад этих фонов. С этой целью оценим толщины серебряных пластин, используемых в качестве

экранов и индикатора, а также время экспозиции индикатора в потоке нейтронов и измерений активности на β -счетчике.

1. Для оценки толщин Δ серебряных экранов 2 (см. рис. 5.1) подсчитаем длины ядерного поглощения нейтронов $\lambda(\epsilon)$. Используя приведенные выше сечения, получаем:

$$\lambda(\epsilon_0) = 0,02 \text{ мм для первого резонанса } {}^{110}\text{Ag};$$

$$\lambda(\epsilon') = 0,6 \text{ мм для первого резонанса } {}^{108}\text{Ag};$$

$$\lambda(\epsilon_{\text{нр}}) = (4 \div 6) \text{ мм для остальных нейтронов.}$$

Полагая, что экран должен поглотить 99 % падающих на него нейтронов с энергией ϵ_0 , оцениваем толщину Δ :

$$\frac{J}{J_0} = e^{-\Delta/\lambda(\epsilon_0)} = 0,01,$$

откуда $\Delta/\lambda = 5$ и $\Delta = 0,1$ мм. Большую толщину брать бессмысленно – начнется заметное поглощение других изотопов; при меньшей – поток $J(\epsilon_0)$ будет проходить через экран и активировать индикатор.

Итак, при $\Delta = 0,1$ мм нейтронные потоки за Ag-экраном будут составлять:

$$J(\epsilon_0) = 0,01 \cdot J_0(\epsilon_0), \quad J(\epsilon') = 0,84 \cdot J_0(\epsilon'_0), \quad J(\epsilon_{\text{нр}}) = J_0(\epsilon_{\text{нр}}).$$

Число радиоактивных ядер, образовавшихся в индикаторе для опыта с Ag-экраном,

$$N_2 = 0,01 \cdot N(\epsilon_0) + 0,84 \cdot N(\epsilon'_0) + N(\epsilon_{\text{нр}}).$$

Разностный эффект для числа радиоактивных ядер в двух первых опытах определяется как

$$N_0 = N_1 - N_2 = 0,99 \cdot N(\epsilon_0) + 0,16 \cdot N(\epsilon').$$

2. Выбор толщины индикатора d . Из предыдущего ясно, что брать $d \gg \lambda(\epsilon_0)$ неразумно, так как излишняя толщина приведет лишь к увеличению активности, наведенной потоками $J(\epsilon')$ и $J(\epsilon_{\text{нр}})$. Поэтому разумно принять d приблизительно равным $(2 \div 3)\lambda(\epsilon_0)$.

3. Расчет времени экспозиций индикатора в потоке нейтронов и времени измерения на β -счетчике. Из соотношения (5.4) и (5.5) видно, что время облучения и высвечивания не имеет смысла брать много больше τ для ${}^{110}\text{Ag}$. Возьмем $t_1 = t_2 = 3 \cdot \tau = 100$ с. За это время распадается практически весь (95 %) изотоп ${}^{110}\text{Ag}$. Оценим долю

отсчетов счетчика, связанную с распадом активных ядер, полученных при активации индикатора нейтронами с энергией ϵ' :

$$\delta = \frac{0,16N(\epsilon')}{N(\epsilon_0)} = 0,16 \cdot \frac{J(\epsilon')}{J(\epsilon_0)} \cdot \frac{(1 - e^{-0,1/0,6})(1 - e^{-100/200})^2}{(1 - e^{-5})(1 - e^{-3})^2}.$$

Для оценки потоков $J(\epsilon_0)$ и $J(\epsilon')$ полагаем, что в интервале от ϵ_0 до ϵ' поток $J(\epsilon)$ не меняется. Тогда число нейтронов в интервале энергии $\Delta\epsilon$, равно Γ , пропорционально величине Γ , поэтому

$$f = \frac{J(\epsilon')}{J(\epsilon_0)} = \frac{\Gamma(^{108}\text{Ag})}{\Gamma(^{110}\text{Ag})} \approx \frac{0,17}{0,13} \approx 1,3.$$

Подставляя f в выражение для δ , получаем $\delta \approx 1\%$, т.е. при заданных временных режимах можно считать, что N_0 и N_B определяются только потоком нейтронов с энергией ϵ_0 , поглощаемых изотопом ^{110}Ag .

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с описанием установки для измерения активности индикатора.

2. Включить установку согласно инструкции.

3. Измерить фоновую загрузку счетчика в присутствии необлученного индикатора. Время измерения выбрать из условия: $\Delta N_\phi / N \leq 10\%$ в пересчете N_ϕ за 100 с (см. следующий пункт).

4. В соответствии с табл. 5.1 провести четыре облучения индикатора и измерения на β -счетчике его активности. Время экспозиции на источнике и на β -установке – 100 с. Число экспозиций в пучке нейтронов выбирается таким образом, чтобы относительная погрешность $N_B(\epsilon_0)$ и $N_0(\epsilon_0)$ не превышала 10 %. Из-за малой площади боросодержащей пластинки и малого потока нейтронов полученные результаты статистически плохо обеспечены. Для уменьшения погрешности перечисленные в табл. 5.1 измерения необходимо провести, как минимум, два раза, причем рекомендуется повторить последовательно весь цикл измерений, а не повторять каждое измерение дважды.

Так как измерения проводятся на изотопе со сравнительно малым временем жизни $\tau \approx 35$ с, разброс времени переноса пластинки-индикатора от источника к счетчику от опыта к опыту может

привести к противоречивым результатам измерений. Поэтому при выполнении эксперимента следует:

а) стремиться выдерживать одинаковым и малым ($10 \div 15$ с) время переноса индикатора от источника к установке для измерения его бета-активности;

б) после каждого опыта индикатор необходимо «высвечивать» до уровня фона (время высвечивания определяется экспериментально);

в) сохранять местоположение индикатора в парафиновом блоке неизменным, так как нейтронный поток пространственно неоднороден.

Таблица 5.1

Номер опыта	Серебряный экран	Борный фильтр	Число отсчетов бета-счетчика
1	Нет	Нет	N_1
2	Есть	Нет	N_2
3	Нет	Есть	N_{B1}
4	Есть	Есть	N_{B2}

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. По измеренным значениям N_1 , N_2 , N_{B1} и N_{B2} вычислить величины $N_0 \pm \Delta N_0$ и $N_B \pm \Delta N_B$.

2. Измерив площадь пластинки карбида бора и используя указанную на ней массу в граммах, вычислить величину $n_B \cdot x$ — число ядер бора на 1 см^2 пластинки.

3. Используя соотношение (5.6), вычислить $\sigma_B(\epsilon_0) \pm \Delta \sigma_B(\epsilon_0)$.

4. Определить (см. соотношение (5.2)) резонансную энергию нейтронов $\epsilon_0 \pm \Delta \epsilon_0$.

ДИФфуЗНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ОТ ПАРАФИНА

Цель – измерение коэффициента диффузного отражения тепловых нейтронов от парафина.

ВВЕДЕНИЕ

Наблюдаются три вида отражений излучений от поверхностей материалов, имеющих различную природу: зеркальное, дифракционное и диффузное. В данной работе предлагается провести исследование одного из этих видов, а именно диффузного отражения нейтронов от поверхности замедлителя (парафина) посредством измерения важнейшей характеристики явления – коэффициента диффузного отражения (альбедо).

Диффузность отражения тепловых нейтронов от материалов обусловлена двумя основными особенностями их распространения в среде:

во-первых, большим числом рассеяний нейтронов на ядрах среды, которые сами по себе являются случайными событиями;

во-вторых, изотропным рассеиванием тепловых нейтронов, если ядра достаточно тяжелые.

В результате, рассеявшись несколько раз, нейтрон может оказаться вблизи поверхности среды и после очередного рассеяния покинуть ее. При этом направления вылетевшего и попавшего в среду нейтронов не будут скоррелированы. Вероятность этого явления и называют коэффициентом диффузного отражения нейтронов (альбедо).

Обратный выход тепловых нейтронов из среды зависит от ее свойств (как поглощающих, так и рассеивающих), и поэтому альбедо наряду с длиной диффузии L_C и другими параметрами является важнейшей характеристикой замедлителей, определяющей особенности диффузии тепловых нейтронов в них. В то же время альбедо нельзя рассматривать как универсальную характеристику, так как его величина зависит от размеров и формы замедлителя, от формы отражающей поверхности, от угла падения нейтронов на поверхность замедлителя. Например, при скользящем падении ней-

тронов на плоскую поверхность вероятность их отражения будет больше, чем при нормальном падении, так как первое соударение с ядром произойдет, в среднем, ближе к поверхности, т.е. на малой глубине. С практической точки зрения величину альбеда важно знать для таких систем, как, например, ядерные реакторы, в которых для повышения эффективности использования нейтронов применяют отражатели.

Теоретически коэффициент диффузного отражения нейтронов β удобно определить как отношение двух односторонних потоков нейтронов: направленного наружу от поверхности J_- к направленному внутрь поверхности J_+ (рис. 6.1), т.е. как

$$\beta = \frac{J_-}{J_+}. \quad (6.1)$$

Для потока нейтронов, изотропно падающего на плоскую поверхность среды, занимающей бесконечное полупространство, величина альбеда

$$\beta = \frac{1 - \frac{2}{3} \cdot \frac{\lambda_{tr}}{L_C}}{1 + \frac{2}{3} \cdot \frac{\lambda_{tr}}{L_C}}, \quad (6.2)$$

где $\lambda_{tr} = \lambda_S / (1 - 2/3A)$ – транспортная длина; равная эффективной длине перемещения нейтрона в данном направлении; L_C – длина диффузии; λ_S – средняя длина свободного пробега нейтронов до рассеяния; A – массовое число ядер среды.

Прямое экспериментальное определение β как отношения потоков нейтронов, падающих на плоскую поверхность среды и выходящих через нее, невозможно, так как нельзя детектировать все нейтроны, выходящие под всевозможными углами с поверхности.

Рассмотрим один из простейших приемов экспериментального определения альбеда. Представим себе плоскость раздела между двумя блоками замедлителя, в которой помещается детектор тепловых нейтронов. Будем считать, что плоскость расположена достаточно далеко от источника и от границ замедлителя и, кроме того, *длина диффузии мала по сравнению с поперечными размерами детектора x, y , т.е. $L_C \ll x, y$* . Последнее условие означает, что большая часть рассеяний нейтронов в процессе диффузии будет происходить вблизи детектора. При однократном пронизывании детектора потоком тепловых нейтронов из первого блока наводится

активность A . Если ξ – доля нейтронов, поглощенных детектором, то первый отраженный поток нейтронов слабее исходного потока в $(1 - \xi)\beta$ раз, так как в результате прохождения через детектор он ослабевает в $1 - \xi$ раз, а при отражении от второго блока еще в β раз. Следовательно, после первого отражения к активности A добавится активность $A(1 - \xi)\beta$, после второго отражения – активность $A(1 - \xi)^2\beta^2$ и т.д. Общую активность, наведенную в детекторе нейтронами из одного блока, с учетом многократных отражений, можно найти как

$$A + A(1 - \xi)\beta + A(1 - \xi)^2\beta^2 + \dots, \quad (6.3)$$

и в пределе она будет равна $A/[1 - (1 - \xi)\beta]$. Так как детектор облучается хаотически движущимися тепловыми нейтронами из двух блоков, между которыми он заключен, и эти нейтроны могут неоднократно переходить из одного блока в другой, то общая активность, наведенная в детекторе нейтронами из обоих блоков, с учетом многократных отражений составит

$$A_0 = 2 \cdot A/[1 - (1 - \xi) \cdot \beta]. \quad (6.4)$$

В случае однократного прохождения через детектор нейтронов из обоих блоков $A_0 = 2A$. Коэффициент $k = 1/[1 - (1 - \xi) \cdot \beta]$, увеличивающий активность детектора по сравнению с активностью при однократном прохождении нейтронов, имеет простой физический смысл: он равен среднему числу прохождений нейтронов через детектор при их многократном отражении.

Альбедо можно вычислить с помощью формулы (6.4) по экспериментально измеренным значениям A и A_0 .

Если длина диффузии сравнима с поперечными размерами детектора или больше их, т.е. $L_C \geq x, y$, то отраженные нейтроны будут с определенной вероятностью пересекать плоскость раздела блоков вне того места, где располагается детектор. Поэтому столь простые формулы, как (6.3) и (6.4), полученные в предположении, что большая часть рассеяний нейтронов происходит вблизи детектора, будут неверны. Формулы для этого случая приведены в приложении к данной работе.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка (см. рис.6.1) состоит из парафинового блока, в центре которого установлен Pu-Be-источник нейтро-

нов. Характеристики источника описаны в п. 1 (разд. 1). Для измерения наведенной нейтронами активности используется серебряный индикатор, помещаемый на время облучения в парафиновый блок в специально изготовленные гнезда. Активность измеряется на установках, описанных в разделе 1 (см. п. 5).

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

На практике нет надобности определять абсолютную активность индикатора. Облученный индикатор помещают под бета-счетчик и измеряют число его отсчетов *n* за некоторый промежуток времени. Это число прямо пропорционально активности индикатора.

Для определения альбеда в обоих случаях (когда $L_C \geq x, y$ и когда $L_C \ll x, y$) надо проделать четыре опыта по схемам, приведенным на рис. 6.1.

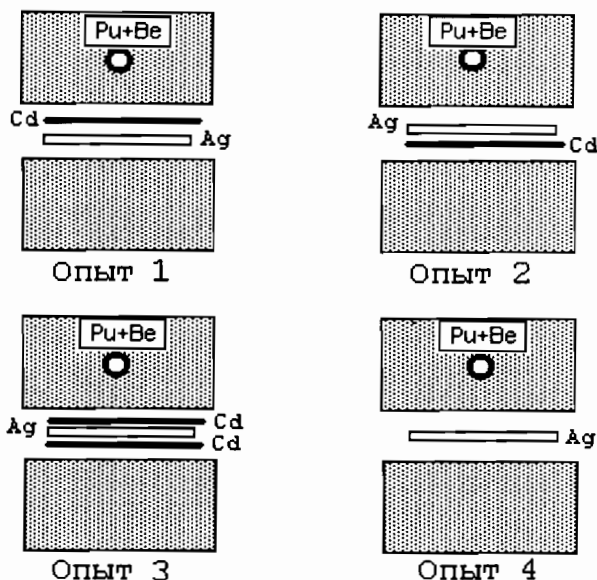


Рис. 6.1

Сравнение активностей индикатора в этих опытах можно проводить, если условия экспозиции индикатора и измерения его активности в каждом опыте соблюдаются одинаковыми.

Рассмотрим особенности активации детектора нейтронами и методику определения альбедо для случая $L_C \ll x, y$. В опыте 1 серебряный индикатор активируется тепловыми нейтронами из нижнего блока и резонансными нейтронами из обоих блоков. Тепловые нейтроны из верхнего блока поглощаются кадмиевым экраном, а тепловые нейтроны из нижнего блока могут пройти через индикатор один раз (однократное прохождение). Поправку на активацию серебра резонансными нейтронами можно сделать, воспользовавшись для этого результатами опыта 3, в котором индикатор защищен кадмием с обеих сторон. Разность $(n_1 - n_3)$ является мерой активности, наведенной в детекторе тепловыми нейтронами в опыте 1. Опыт 2 подобен опыту 1 за исключением того, что кадмиевый экран находится с другой стороны серебряного индикатора. В опыте 2 активация серебра будет вызвана тепловыми нейтронами, диффундирующими из верхнего блока парафина. Разность $(n_2 - n_3)$ несколько меньше, чем $(n_1 - n_3)$, так как верхний блок дальше от источника и беднее тепловыми нейтронами.

При вычислениях альбедо по формуле (6.4) за меру активности A , наведенной в серебре тепловыми нейтронами при их однократном прохождении через индикатор, рекомендуется взять среднее значение $n = [(n_1 - n_3) + (n_2 - n_3)]/2$.

При вычислениях альбедо по формуле (6.4) за меру активности A , наведенной в серебре тепловыми нейтронами при их однократном прохождении через индикатор, рекомендуется взять среднее значение $n = [(n_1 - n_3) + (n_2 - n_3)]/2$.

В опыте 4 индикатор открыт тепловым нейтронам с обеих сторон. Разность $(n_4 - n_3) = n_0$, являющаяся мерой активности A_0 , наведенной в опыте 4, превышает n отнюдь не в два раза, а значительно больше. Этот результат и является следствием того, что тепловые нейтроны из каждого блока могут пронизывать индикатор не один, а много раз.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с описанием установки для измерения активности индикатора и подготовить установку к работе.

2. Взвесить индикатор и поглотители. Измерить их геометрические характеристики. Результаты измерений занести в рабочий журнал.

3. Сопоставить известное значение длины диффузии для парафина ($L_C \cong 2,1$ см) с геометрическими размерами детектора нейтронов и сделать заключение о возможности вычисления альбедо с помощью формулы (6.4) или формул, приведенных в приложении к данной работе.

4. Исходя из необходимости работы с изотопом серебра, имеющим малое время жизни, выбрать временные режимы измерений (см. п. 6 разд. 1). Провести рабочие измерения в соответствии со схемами опытов рис. 6.1. Предусмотреть возможность соблюдения постоянства режимов работы при проведении всех четырех измерений. Как во время активации индикатора, так и во время промера на счетном приборе соблюдать одинаковую геометрию всех четырех измерений.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Пользуясь измеренными характеристиками индикатора, посчитать долю нейтронов ξ , поглощаемых индикатором при прохождении через него нейтронов. Принять во вниманис, что при диффузном облучении плоскопараллельной пластинки нейтронами эффективная толщина индикатора в два раза больше геометрической. Сечение активации нейтронами серебра посчитать, используя данные табл. 2 (см. разд. 1).

2. По экспериментальным значениям активностей серебряного индикатора, измеренных в опытах 1÷4 (см. рис. 6.1), с помощью выбранных формул (6.4) или формул приложения, вычислить значение альбедо для парафина и его погрешность.

3. Посчитать теоретическое значение альбедо для парафина и сравнить его с экспериментальным значснием (для парафина $\lambda_S = 0,3$ см). Сделать заключение о качестве проделанной работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ВЫВОД ФОРМУЛЫ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ АЛЬБЕДО

Найдем активацию серебра детектора тепловыми нейтронами в опытах 1, 2 и 4 (см. рис. 6.1) в том случае, когда размеры детектора меньше или сравнимы с длиной диффузии.

Вычисления начнем с опыта 1. Поперечные размеры пластин индикатора и кадмия будем полагать одинаковыми. При выводе формулы будем использовать следующие допущения:

в том месте замедлителя, где установлен индикатор, нет генерации тепловых нейтронов;

пластинка кадмия «черная» для тепловых нейтронов, т.е. она поглощает все попавшие на нее тепловые нейтроны;

поглощение тепловых нейтронов в индикаторе пренебрежимо мало;

индикатор установлен далеко от границ блока замедлителя.

Выберем начало системы координат в том месте парафинового блока, где находится источник, и направим ось z по нормали к плоскости раздела блоков. Обозначим через I_+ и I_- токи нейтронов, пересекающих плоскость раздела блоков в положительном и отрицательном направлениях оси z соответственно. При этом под I_+ и I_- будем подразумевать только ту часть полных токов, которая создается нейтронами, способными в процессе диффузии пересечь плоскость раздела блоков в месте расположения детектора нейтронов. Пусть α — доля нейтронного тока, которая создается нейтронами, пересекающими плоскость раздела блоков в месте расположения детектора. Тогда $(1 - \alpha)$ будет той долей нейтронного тока, которая создается нейтронами, минующими детектор.

Найдем активацию детектора нейтронами, распространяющимися в положительном направлении оси z . Из этих нейтронов на детектор будут попадать αI_+ нейтр./с и приводить к его активации $\alpha \xi I_+$ нейтр./с. Часть нейтронов $(1 - \alpha) I_+$ пройдет плоскость раздела блоков, минуя детектор. Из них каждую секунду будет поворачивать в обратную сторону $(1 - \alpha) \beta I_+$ нейтронов и $\alpha(1 - \alpha) \beta I_+$ нейтронов будет поглощаться кадмиевой пластиной, а $(1 - \alpha)^2 \beta I_+$ — вновь минует детектор. Часть миновавших детектор нейтронов $(1 - \alpha)^2 \beta^2 I_+$

опять может изменить направление, причем активацию могут вызывать в этом случае $(1 - \alpha)^2 \beta^2 \alpha \xi I_+$ нейтр./с. При многократной смене направления распространения нейтронов количество ежесекундно поглощаемых нейтронов от первоначального тока I_+ будет

$$\alpha \xi I_+ + (1 - \alpha)^2 \beta^2 \alpha \xi I_+ + (1 - \alpha)^4 \beta^4 \alpha \xi I_+ + \dots = \frac{\alpha \xi I_+}{1 - (1 - \alpha)^2 \beta^2}.$$

Аналогичным образом находим и количество ежесекундно поглощаемых индикатором нейтронов от тока I_- , распространяющегося в обратном направлении оси z . Активация в этом случае возможна только теми нейтронами, которые минуют кадмиевый экран, и затем, отразившись в нижнем блоке, попадут на детектор. Число активируемых каждую секунду ядер

$$(1 - \alpha) \beta \alpha \xi I_- + (1 - \alpha)^3 \beta^3 \alpha \xi I_- + \dots = \frac{\alpha \xi I_- (1 - \alpha) \beta}{1 - (1 - \alpha)^2 \beta^2}.$$

Полное количество ежесекундно поглощаемых индикатором нейтронов в опыте 1

$$n_+ = \frac{\alpha \xi I_+ + \alpha \xi (1 - \alpha) \beta I_-}{1 - (1 - \alpha)^2 \beta^2}.$$

Учитывая пропорциональность тока нейтронов их потоку и принимая во внимание определение альбедо (см. (6.1)), находим:

$$n_+ = \alpha \xi I_+ \frac{1 + (1 - \alpha) \beta^2}{1 - (1 - \alpha)^2 \beta^2}. \quad (\text{П.1})$$

Для опытов 2 и 4 соответствующие количества ежесекундно поглощаемых нейтронов будут:

$$n_- = \frac{\alpha \xi I_- + (1 - \alpha) \beta \alpha \xi I_+}{1 - (1 - \alpha)^2 \beta^2} = \alpha \xi I_+ \frac{\beta(2 - \alpha)}{1 - (1 - \alpha)^2 \beta^2}; \quad (\text{П.2})$$

$$\begin{aligned} n &= \alpha \xi I_+ + \alpha \xi \beta (1 - \alpha \xi) I_+ + \alpha \xi \beta^2 (1 - \alpha \xi)^2 I_+ + \\ &+ \alpha \xi I_- + \alpha \xi \beta (1 - \alpha \xi) I_- + \alpha \xi \beta^2 (1 - \alpha \xi)^2 I_- + \dots = \\ &= \frac{\alpha \xi (I_+ + I_-)}{1 - \beta(1 - \alpha \xi)} = \alpha \xi I_+ \frac{(1 + \beta)}{1 - \beta(1 - \alpha \xi)}. \end{aligned} \quad (\text{П.3})$$

Бета-активности, наведенные в индикаторе в каждом опыте, будут пропорциональны соответствующим числам поглощенных нейтронов n_+ , n_- и n , причем коэффициент пропорциональности будет одинаковым для всех трех опытов. Поэтому формулы (П.1), (П.2) и (П.3) удобно представить в виде:

$$A_+ = \frac{A_0[1 + (1 - \alpha)\beta^2]}{1 - (1 - \alpha)^2\beta^2}; \quad (\text{П.4})$$

$$A_- = \frac{A_0\beta(2 - \alpha)}{1 - (1 - \alpha)^2\beta^2}; \quad (\text{П.5})$$

$$A = \frac{A_0(1 + \beta)}{1 - \beta(1 - \xi\alpha)}, \quad (\text{П.6})$$

где A_+ , A_- и A – соответствующие измеренные активности, а A_0 – некоторый численный коэффициент, зависящий, в частности, от эффективности регистрации электронов.

Как видно из формул (П.4), (П.5) и (П.6) три экспериментально измеряемые величины A_+ , A_- и A определяются четырьмя параметрами: A_0 , α , β и ξ . Поэтому, чтобы система уравнений (П.4)÷(П.6) была разрешима относительно альбедо, один из параметров должен быть известен заранее. Таким параметром является ξ . Его можно посчитать, если известен химический состав индикатора и сечение поглощения нейтронов σ_i ядрами, входящими в состав индикатора. Для сложного вещества

$$\xi = d \sum_{i=1}^k n_i \sigma_i,$$

где n_i – концентрация ядер i -го вида, d – толщина индикатора (см. п. 3 разд. 1). При вычислении ξ следует иметь в виду, что эффективность регистрации изотропного потока нейтронов плоскопараллельной пластинкой приблизительно в два раза больше, чем при пронизывании её плоскопараллельным пучком частиц.

Если ξ известна, то система уравнений решается сравнительно просто. Обозначим $\gamma = (1 - \alpha)\beta$, $\xi = 1 - \delta$ и преобразуем (П.4)÷(П.6), введя $\Sigma = A_+ + A_-$ и $\Delta = A_+ - A_-$. Тогда

$$\Sigma = A_+ + A_- = A_0 \frac{1+\beta}{1-\gamma}; \quad (\text{П.7})$$

$$\Delta = A_+ - A_- = A_0 \frac{1-\beta}{1+\gamma}; \quad (\text{П.8})$$

$$A = \frac{A_0(1+\beta)\beta}{(1-\gamma)-\delta\beta\alpha}; \quad (\text{П.9})$$

или, преобразуя (П.9), имеем:

$$\frac{1}{A} = \frac{1}{\Sigma} - \frac{\delta(\beta-\gamma)}{A_0(1+\beta)}.$$

Из (П.7) и (П.8), исключая β , находим:

$$\gamma = \frac{A_+ - A_0}{A_-}. \quad (\text{П.10})$$

Подставляя γ в (П.7), получим:

$$\beta = \frac{A_-^2 - A_+^2 + A_+ A_0}{A_0 A_-} = \frac{A_+ A_0 - \Sigma \Delta}{A_0 A_-}. \quad (\text{П.11})$$

Подставляя теперь γ и β в (П.9), получаем квадратное уравнение относительно A_0 . Решая его, найдем:

$$A_0 = \frac{\sqrt{\Delta^2(A-\Sigma)^2 + 4(\Sigma - A\xi)A\Delta\Sigma(1-\xi)} - \Delta(A-\Sigma)}{2(\Sigma - A\xi)}. \quad (\text{П.12})$$

В правой части (П.12) стоят известные величины: ξ – расчетная величина, A – находится в опыте 4, Σ и Δ вычисляются по результатам измерений в опытах 1 и 2: $\Sigma = A_+ + A_-$ и $\Delta = A_+ - A_-$. Вычисляя A_0 из (П.12) и подставляя его в (П.11), находим коэффициент β .

1. Худсон Д. Статистика для физиков. – М.: Мир, 1970.
2. Крамер-Агеев Е.А., Лавренчик В.Н., Самосадный В.Т., Протасов В.П. Экспериментальные методы нейтронных исследований. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
3. Гуревич И.И., Протасов В.П. Нейтронная физика. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
4. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. – М.: Атомиздат, 1980.
5. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. – М.: Энергоатомиздат, 1993.
6. Поносов А.К., Добрецов Ю.П. Статистическая обработка результатов измерений. – М.: МИФИ, 1991.
7. С. де Бенедетти. Ядерные взаимодействия. – М.: Атомиздат, 1968.

СОДЕРЖАНИЕ

Раздел 1. Элементы методики экспериментальных исследований

1. Характеристики лабораторного источника нейтронов	3
2. Энергетический спектр и пространственное распределение замедляющихся тепловых нейтронов	4
3. Радиоактивные индикаторы и их характеристики	7
4. Особенности регистрации нейтронов различных групп энергий с помощью радиоактивных индикаторов	10
5. Установки для измерения бета- и гамма-активности	12
6. Проведение лабораторных работ в линию с ЭВМ	13
7. Временные режимы измерений	15

Раздел 2. Лабораторные работы по курсу «Нейтронная физика»

Работа 1. Распределения вероятностей случайных величин, наблюдаемых в ядерно-физических исследованиях, и оценка их параметров	18
Работа 2. Исследование процесса накопления искусственной радиоактивности при облучении элементов нейтронами	25
Работа 3. Исследование активации многокомпонентных образцов	32
Работа 4. Изучение пространственного распределения нейтронов в воде	40
Работа 5. Оценка энергии резонансных нейтронов методом борного поглотителя	45
Работа 6. Диффузное отражение тепловых нейтронов от парафина	54
Список рекомендуемой литературы	64

СБОРНИК ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Часть первая

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Под редакцией Ю.П. Добрецова

Издание второе, исправленное и дополненное

Редактор *М.В. Макарова*

Оригинал-макет изготовлен *М.В. Макаровой*

Подписано в печать 30.05.2008. Формат 60х84 1/16.

Объем 4,25 п.л. Уч.-изд.л. 4,25. Тираж 150 экз.

Изд. № 066-1. Заказ № 122

*Московский инженерно-физический институт
(государственный университет).*

Типография МИФИ.

115409, Москва, Каширское ш., 31