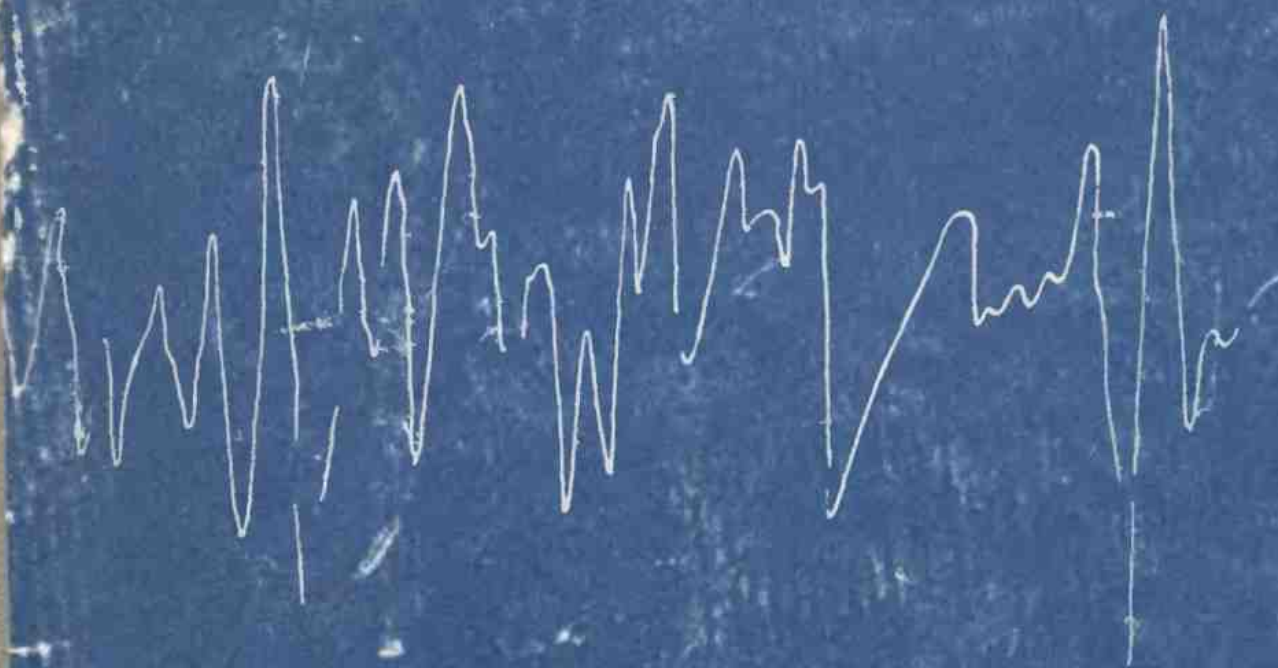


С.344.1

А-50

В. Д. АЛЛЕН

Р
РЕГИСТРАЦИЯ
НЕЙТРОНОВ



В. Д. АЛЛЕН

С 344.1
А-50

РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ

Перевод с английского О. В. Богданкевича

Под редакцией Б. В. Рыбакова

59622

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ЛИТЕРАТУРЫ
В ОБЛАСТИ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Москва 1962

NEUTRON DETECTION

by

W. D. ALLEN, B. SC., D. PHIL.
ATOMIC ENERGY RESEARCH ESTABLISHMENT,
HARWELL, ENGLAND

LONDON
GEORGE NEWNES LIMITED
TOWER HOUSE, SOUTHAMPTON STREET
STRAND, W. C. 2.
1960

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга предназначена для лиц, знакомых с основными положениями ядерной физики и методами регистрации частиц и желающих углубить свои знания в области методов регистрации нейтронов. Основная трудность при написании этой книги заключалась в том, чтобы не повторять то, что уже известно читателю. Если допустить, что тот объем сведений, который уже известен, слишком мал, то книга окажется перегруженной длинными и подробными описаниями таких вопросов ядерной физики и методов регистрации частиц, которые достаточно хорошо изложены и в других местах. Если же предположить, что многое известно заранее, то плохо подготовленный читатель сразу столкнется с трудностями, в то время как специалисту книга не позволит ознакомиться достаточно подробно ни с одним из методов регистрации нейтронов. Поэтому я выбрал среднее. Для недостаточно сведущего читателя во введении и частично в главе II кратко изложены необходимые сведения по ядерной физике и методам регистрации частиц, причем наиболее важные, на мой взгляд, методы и экспериментальная аппаратура описаны подробно, а менее важные либо рассматриваются мимоходом, либо только упоминаются со ссылкой на литературу. Книга не претендует на детальное обсуждение всех аспектов методики регистрации нейтронов, однако для специалистов могут оказаться полезными библиография и приложения.

Область энергии нейтронов выше 20 Мэв в книге затрагивается лишь вскользь, за исключением описания тех отдельных приборов, которые применяются также и для регистрации нейтронов с энергией меньше 20 Мэв. Содержание книги охватывает материал, опубликованный до конца 1957 г., однако в библиографию включены все работы, вышедшие до конца 1959 г.

В. Д. Аллен

ВВЕДЕНИЕ

0. 1. ИСТОРИЯ ВОПРОСА [1—3]

Бурное развитие ядерной техники в годы войны и в послевоенное десятилетие привлекло внимание физиков и инженеров к нейтрону — частице, имеющей большое значение не только для чистой науки, но оказавшейся важным элементом и в современной технике. Здесь описываются основные методы регистрации нейтронов. По нейтронной физике и о детекторах частиц написано немало, но о регистрации нейтронов всюду говорится лишь мимоходом. В данной книге эта тема является основной, а вопросы ядерной физики, нейтронной физики и регистрации частиц будут излагаться кратко там, где это необходимо. Во введении дается краткое изложение представлений ядерной физики, на которых основаны методы регистрации нейтронов, и описание основных типов нейтронных источников, с которыми приходится иметь дело в экспериментах и измерениях.

Целесообразно начать с описания некоторых ранних экспериментов в области нейтронной физики, так как многие свойства нейтронов, которые сейчас хорошо известны, были установлены с помощью простых и изящных экспериментов. До 1930 г. единственным известным проникающим излучением было γ -излучение, причем считалось, что чем жестче γ -лучи, тем больше их проникающая способность. В 1930 г. Боте и Беккер [4] сообщили, что при бомбардировке легких элементов, таких, как литий, бериллий или бор, α -частицами из полония возникает сильно проникающее излучение, которое очень слабо поглощается свинцом. Первоначально они считали, что это γ -лучи с энергией 7—15 Мэв. Однако в камере Вильсона они не смогли наблюдать треки, соответствующие такому излучению.

В дальнейшем над этой проблемой работали И. Кюри и Ф. Жолио [5], которые использовали в качестве детекторов ионизационные камеры. Они обнаружили, что если стенка камеры, ближайшая к источнику, имела внутреннее покрытие из вещества, содержащего водород, то наблюдалось резкое увеличение ионизационного тока. Исследования с ионизационной камерой и камерой Вильсона показали, что увеличение тока вызвано протонами отдачи из водородсодержащих веществ. Опыты с камерой Вильсона

привели к выводу, что максимальная энергия протонов равна 5 Мэв. Кюри и Жолио пытались объяснить это явление предположением, что данные γ -лучи обладают энергией в 50 Мэв. Вскоре после этого Чедвик [6] тщательно измерил энергию ядер отдачи, наблюдаемых в ионизационной камере, имеющей внутреннее покрытие из парафина. Используя алюминиевые поглотители, он показал, что максимальная энергия этих ядер отдачи составляла 5—7 Мэв. Фэзер обнаружил, что треки в камере Вильсона, наполненной азотом, соответствуют ядрам отдачи с максимальной энергией всего в 1,2 Мэв. Чедвик установил, что имеется много причин, по которым следует отвергнуть гипотезу о γ -лучах. Так, например, энергия γ -лучей, соответствующая измеренному коэффициенту поглощения, должна была составлять от 55 до 90 Мэв. Однако такая высокая энергия γ -лучей и большие значения эффективных сечений происходящих при этом реакций очень мало вероятны. Если же предположить, что проникающее излучение обусловлено нейтральной частицей с массой, приблизительно равной массе протона, то указанные трудности можно обойти. Как показано в главе I, нейтрон при лобовом соударении может передать протону всю свою энергию, а более тяжелому ядру азота — только часть ее. Первая приближенная оценка массы нейтрона была сделана из сравнения максимальных энергий отдачи в водороде и азоте. Более точные данные были получены из анализа энергетического баланса реакции $B^{11}(\alpha, n)N^{14}$. Этот анализ дал для массы нейтрона значение 1,0067, которое очень близко к современному 1,00897.

Расщепление ядер азота нейтронами было впервые замечено Фэзером [7] в 1932 г. с помощью камеры Вильсона. Фоторасщепление бериллия было открыто Сциллардом и Чалмерсом [8] в 1934 г., а дейтрона — Чедвиком и Гольдгабером [9]. Ферми и сотр. [10] исследовали свойства медленных нейтронов и в 1934 г. показали, что под действием нейтронов многие вещества становятся радиоактивными. Для некоторых элементов эта радиоактивность сильно увеличивалась, если источник нейтронов окружался парафином. Это наводило на мысль, что поглощение существенно увеличивается для медленных нейтронов и, по-видимому, особенно для тех, которые достигают теплового равновесия с протонами парафина. Последнее было подтверждено Муном и Тильманом [11], которые показали, что температура парафина оказывает заметное влияние на захват медленных нейтронов различными веществами. Расположение элементов, сильно поглощающих нейтроны, в периодической системе не имело какой-либо закономерности. Применяя счетчики, наполненные бором, вместо радиоактивных детекторов, Дэннинг и сотр. [12] показали, что очень большие эффективные сечения, имеющие место для ряда элементов, обусловлены поглощением, а не рассеянием. В 1936 г. Амальди и Ферми [13] в Риме и Сциллард [14] в Оксфорде показали, что различие между элементами относительно поглощения медленных

нейтронов становится значительно более заметным, если нейтроны профильтровать через кадмий. Отсюда они пришли к заключению, что часть энергетического спектра медленных нейтронов поглощается всеми элементами (особенно сильно кадмием). Кроме этого, отдельные элементы сильно поглощают нейтроны в различных частях спектра. Так как на поглощение кадмия не влияет изменение температуры источника медленных нейтронов, то можно заключить, что полоса поглощения кадмия должна перекрывать область тепловых скоростей. Было также показано, что поглощение отдельными элементами некоторых групп нейтронов неожиданно велико. Так, например, когда источник медленных нейтронов окружался кадмием, а в качестве детектора использовалось серебро, то кривая поглощения серебра становилась очень резкой.

«Резонансные» полосы поглощения были разделены на группы по степени поглощения нейтронов в различных элементах при измерениях различными детекторами. Первая классификация этих групп в порядке возрастания энергии была дана Амальди и Ферми, которые изучали пространственное распределение нейтронов вокруг Ra— α —Be-источника, погруженного в воду, используя различные детекторы. Если резонансная энергия детектора мала, то для уменьшения энергии нейтрона от первоначальной до резонансной требуется много нейтрон-протонных соударений и максимум в распределении нейтронов будет находиться относительно далеко от источника. Если резонансная энергия высока, то максимум будет ближе к источнику. Классификация Амальди и Ферми была подтверждена определением поглощения этих групп нейтронов в боре или литии. Ожидалось, что поглощение в этих элементах будет меняться с изменением скорости нейтрона по закону $1/v$. Эксперимент подтвердил классификацию Амальди и Ферми. Из сравнения поглощения в резонансе с поглощением нейтронов кадмиевой группы были определены энергии нейтронов, соответствующие резонансам.

С точки зрения регистрации нейтронов детекторы, применявшиеся с 1932 по 1938 г., значительно отличались от современных. Сцинтилляционные счетчики и фотопластинки были фактически неизвестны. Быстрые нейтроны регистрировались с помощью ионизационных камер и камер Вильсона, хотя иногда использовались пороговые детекторы, такие, например, как фосфор. Медленные нейтроны в большинстве ранних работ регистрировались с помощью радиоактивных детекторов, хотя уже тогда было известно преимущество использования реакции $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ в ионизационных камерах, имеющих покрытие из бора, или в счетчиках, наполненных газом BF_3 . Первый механический селектор, предназначенный для использования в качестве спектрометра, был описан в 1935 г. Что касается импульсного ускорителя, то он был применен в спектрометре для определения энергии нейтронов по времени пролета не ранее, чем в 1938 г.

Многие решающие эксперименты были проведены с использованием радиоактивных источников, хотя все чаще и чаще в качестве мощных нейтронных источников стали применяться ускорители дейтронов (особенно циклотроны). Интересно отметить, что почти все основные свойства нейтронов и их взаимодействия с ядрами были установлены примерно к 1939 г. — году открытия деления, когда физикам приходилось довольствоваться слабыми источниками нейтронов и низкой эффективностью детекторов.

0. 2. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ [15—17]

Хотя и не следовало бы вдаваться в расширенное обсуждение явлений ядерной и атомной физики, но все же в дальнейшем многие из них придется рассмотреть. Для их понимания необходимо систематизировать некоторые общие представления, существенные для выяснения механизма регистрации нейтронов.

Строение ядра

Двумя составными частями ядра являются протон (положительное ядро атома водорода) и нейтрон — нейтральная частица с массой, приблизительно равной массе протона. Силы взаимодействия между любой парой этих частиц весьма значительны. действуют на очень коротких расстояниях (10^{-12} см) и являются силами притяжения. Они приблизительно одни и те же для любой пары частиц в ядре. Два протона на расстоянии 10^{-11} см отталкиваются друг от друга под действием электростатических, или кулоновских сил; на более близких расстояниях, внутри ядра, силы ядерного притяжения превосходят это отталкивание. Если нейтрон попадает в ядро, то новое, или «составное», ядро получает дополнительную энергию, называемую *энергией связи* нейтрона, которая для большинства элементов приблизительно равна 8 Мэв. Тот факт, что энергия связи приблизительно постоянна для всех элементов, очевидно, доказывает, что ядерные частицы взаимодействуют только со своими ближайшими соседями в ядре. Подходящей аналогией в атомной физике является капля жидкости. В этом случае энергия связи частицы равна скрытой теплоте, выделяющейся при конденсации в каплю атома или молекулы газа.

Все ядра состоят из приблизительно равного числа протонов и нейтронов. В тяжелых элементах кулоновское отталкивание протонов значительно, и поэтому для поддержания равновесия необходим избыток нейтронов. Химические свойства элементов определяются числом электронов в атоме, т. е. зарядом, который в свою очередь зависит от числа протонов в ядре. На данное число протонов может приходиться разное число нейтронов. Ядра с одинаковым числом протонов, но с разным числом нейтронов называются *изотопами*. Ядро с числом нейтронов N может при

поглощении нейтрона превращаться в ядро изотопа с числом нейтронов $N + 1$. Новый изотоп может быть стабильным (например, $Cd^{112} + n \rightarrow Cd^{113}$), и в дальнейшем, кроме испускания им γ -излучения с суммарной энергией 9 Мэв, ничего не происходит. В других случаях новый изотоп может быть нестабилен относительно β -распада (например, $Au^{197} + n \rightarrow Au^{198} \rightarrow Hg^{198} + e^-$). При этом большая часть энергии связи выделяется мгновенно в виде γ -излучения, а некоторая часть энергии освобождается позднее, при испускании электронов (иногда позитронов), и часто снова в виде γ -излучения. Этот процесс обычен при получении радиоизотопов в реакторах.

В легких ядрах возможно испускание заряженных частиц (например, $Li^6 + n \rightarrow He^4 + H^2$). Мы уже упоминали о кулоновском отталкивании двух протонов. Положительная частица, приближаясь к ядру, будет отталкиваться, если не имеет достаточной энергии, чтобы войти в область действия ядерных сил. Иначе говоря, она должна иметь достаточную энергию, чтобы преодолеть кулоновский барьер. Чем тяжелее ядро, тем выше этот барьер. Кулоновский барьер имеет величину порядка 1 Мэв для взаимодействия протона с ядром лития и 10 Мэв — для взаимодействия протона с ядром свинца. С другой стороны, для заряженной частицы, покидающей ядро, необходима некоторая энергия для преодоления кулоновского барьера. Поэтому испускание заряженной частицы после поглощения медленного нейтрона наблюдается только в области легких ядер.

Взаимодействие нейтронов с ядрами

Данные о взаимодействии нейтронов с ядрами можно резюмировать следующим образом.

Рассеяние. Наиболее важным примером упругого рассеяния является рассеяние нейтронов на протонах. Как и при соударении двух бильярдных шаров, здесь равновероятны все случаи — от скользящего удара до лобового столкновения (если энергия нейтрона не больше 10 Мэв). При лобовом столкновении нейтрон передает протону всю свою энергию. Большинство методов регистрации быстрых нейтронов основано на детектировании протонов отдачи от нейтрон-протонных соударений.

До некоторой степени все ядра упруго рассеивают нейтроны, но за исключением рассеяния на водороде упругое рассеяние редко используется для регистрации нейтронов. Также редко используется сопутствующий процесс — неупругое рассеяние быстрых нейтронов, в котором часть энергии нейтрона тратится на возбуждение ядра и в конечном счете испускается в виде γ -излучения.

Поглощение. При поглощении нейтрона ядром могут иметь место следующие процессы:

1) в случае тяжелых элементов большая часть энергии связи выделяется в виде γ -излучения. Получающийся изотоп может

быть стабильным (Cd^{114}) или нестабильным (Au^{198}). В последнем случае изотоп распадается с испусканием позитрона или электрона, иногда с последующим испусканием γ -лучей;

2) в случае легких элементов может иметь место испускание протона ($\text{He}^3 + n \rightarrow \text{T} + p$) или α -частицы ($\text{Li}^6 + n \rightarrow \text{He}^3 + \text{H}^2$). Для быстрых нейтронов возможно много вторичных реакций. Например, при энергии падающего нейтрона около 3 Мэв сера и фосфор испускают протоны, в то время как при более высокой энергии (10—15 Мэв) может быть испущен вторичный нейтрон — процесс, обозначаемый как $(n, 2n)$;

3) в случае очень тяжелых ядер происходит деление. Эти ядра при поглощении нейтронов расщепляются на два неравных осколка, подобно капле жидкости, когда она принимает гантелеобразную форму и затем разрывается на две. Уже отмечалось, что кулоновское отталкивание двух протонов на коротких расстояниях мало по сравнению с ядерными силами притяжения. Однако, когда в ядре имеется достаточное количество протонов, кулоновское отталкивание становится значительным, и для элементов тяжелее тория дальнейшее прибавление нейтрона с его энергией связи уже достаточно, чтобы вызвать нестабильность, ведущую к делению. Некоторые тяжелые элементы, например U^{235} , U^{238} и Pu^{239} ($Z \geq 90$), делятся при захвате теплового нейтрона. Все тяжелые элементы делятся, если они захватывают нейтрон с энергией в несколько мегаэлектронвольт.

Энергия осколков деления (около 160 Мэв) значительно больше энергии, выделяемой при любом процессе, описанном выше. Это имеет большое значение при регистрации нейтронов, так как большая энергия осколков деления позволяет относительно просто регистрировать их на фоне γ -лучей, пользуясь тем, что импульсы от электронов, образовавшихся в счетчике γ -лучами, обычно значительно меньше.

Регистрация частиц. Взаимодействие α -частиц, протонов, электронов и γ -квантов с веществом

Нейтрон очень слабо взаимодействует с электронами атома, так как не имеет заряда, и сильно взаимодействует только с ядром. Зарегистрировать нейтроны можно при наблюдении продуктов этого взаимодействия.

Протоны и α -частицы. Эти частицы благодаря наличию у них заряда сильно действуют на электроны атомов вещества, через которое они проходят. Так, если быстрый протон проходит близко к атому, то он сильно притягивает его внешние электроны в течение очень короткого времени. Если это притяжение достаточно велико, то электрон вырывается со своей орбиты, в то время как оставшийся атом, прежде нейтральный, становится положительно заряженным. Такой атом называется *положительным ионом*. Все методы регистрации частиц тем или иным образом сводятся

к регистрации разрушенных атомов. Образовавшиеся заряды могут собираться чувствительными электрическими детекторами (ионизационные камеры или электроскопы), могут являться центрами конденсации паров воды (камеры Вильсона) или центрами, к которым могут мигрировать ионы серебра в фотопластинках, и т. д.

Сила, с которой быстрая заряженная частица действует на атомный электрон, зависит от заряда частицы и ее скорости. Вычисления показывают, что скорость ионизации пропорциональна квадрату заряда, так что удельная ионизация (число пар ионов на единицу длины трека) для α -частицы в четыре раза больше, чем для протона, движущегося с той же скоростью. Поэтому пробег α -частицы значительно меньше, чем пробег протона с той же начальной энергией. Что касается скорости частицы, то мы видим, что чем медленнее частица, тем больше время, в течение которого она действует на атомный электрон, и тем больше вероятность вырывания его с орбиты. Это означает, что удельная ионизация возрастает к концу пробега, это явление впервые было отмечено Брэггом. Аналогично, если сравнить электрон и протон одной и той же энергии (скажем, 1 Мэв), то электрон движется значительно быстрее, так как он намного легче протона. Поэтому для энергичного электрона удельная ионизация значительно меньше, чем для протона той же самой энергии, и пробег быстрого электрона соответственно больше пробега протона. Обычные величины пробегов в воздухе (для электронов в алюминии) следующие:

Энергия	1 Мэв	10 Мэв
Протоны	2,0 см (2,6 мг/см ²)	115 см (0,15 г/см ²)
α -Частицы	0,53 см (0,7 мг/см ²)	10 см (13 мг/см ²)
Электроны	0,4 г/см ²	5 г/см ²

Минимальная энергия, необходимая для удаления электрона из атома, 10—15 эв. Однако средняя энергия, необходимая для образования одной пары ионов при прохождении быстрой частицы через вещество, значительно больше, так как более половины энергии, теряемой частицей, непосредственно переходит в тепло или идет на возбуждение атомов без ионизации. Практически можно считать, что значение средней энергии, затрачиваемой на образование пары ионов, не зависит от энергии быстрой частицы и слабо меняется от вещества к веществу. Среднее значение в 32 эв на пару ионов является приемлемым для большинства веществ. Это означает, что протон с энергией 3,2 Мэв при движении в веществе образует в среднем 100 000 положительных ионов и электронов.

Электроны. В некоторых отношениях поведение электронов при прохождении через вещество похоже на поведение положительных частиц. Так, например, затраты энергии на образование пары ионов в этом случае почти такие же. Однако пробег электрона

значительно больше, так как при той же энергии электрон движется значительно быстрее. Кроме того, имеется важное качественное различие. Быстрая тяжелая частица движется через электронное облако атомов вещества, как пуля через облако комаров, ее движение продолжается по прямой линии до тех пор, пока она не израсходует свою энергию и не остановится. Таким образом, пробег протона с энергией 1 Мэв в воздухе при нормальных условиях вполне определенная величина. Для электрона это не так. Его масса мала, вследствие чего для него существенно упругое рассеяние как на ядрах, так и на электронах атомов. Поэтому путь быстрого электрона в среде извилист. Под *пробегом электрона в веществе* понимают такую толщину вещества, которая необходима для уменьшения интенсивности быстрых электронов, проходящих через данное вещество, практически до нуля. Это определение условно, так как полная длина пути электрона в поглотителе может в четыре раза превышать толщину поглотителя.

Осколки деления. Для осколков деления изменение удельной ионизации вдоль пути резко отличается от изменения удельной ионизации протонов и α -частиц. Хотя энергия осколка и большая (около 80 Мэв), но масса его также велика (около 100), поэтому скорость его приблизительно равна скорости протона с энергией 1 Мэв. В начале пути, когда заряд осколка очень велик (приблизительно в 20 раз больше заряда протона), он быстро теряет энергию. Однако при движении в веществе осколок захватывает электроны и нейтрализует свой большой заряд, так что по мере замедления движения удельная потеря энергии уменьшается. Таким образом, зависимости удельной потери энергии от скорости для осколков, для протонов и α -частиц имеют противоположный характер. Пробег типичного осколка деления в воздухе около 2 см, т. е. такой же, как у протона с энергией 1 Мэв.

Гамма-лучи. Число детекторов нейтронов, основанных на регистрации γ -лучей, получающихся в результате ядерного взаимодействия, относительно невелико. С другой стороны, большинство нейтронных детекторов чувствительно к γ -лучам, и исключение эффектов, вызванных в детекторе γ -лучами, часто представляет трудную задачу. Поэтому необходимо рассмотреть явления, в результате которых под действием γ -лучей образуются свободные электроны.

Фотоэлектрический эффект. Явление испускания электронов светочувствительным катодом при облучении его светом хорошо известно в общей физике.

γ -Лучи, подобно радиоволнам и видимому свету, имеют электромагнитную природу, поэтому в результате фотоэффекта они могут вырывать из атомов электроны. Так как в этом процессе поглощается вся энергия γ -квантов, испускаемые электроны обладают значительной кинетической энергией. Взаимодействуя с атомом в целом, γ -лучи освобождают электроны с глубоких

энергетических уровней. Вероятность фотоэффекта пропорциональна $\sim Z^4$, т. е. для водорода это взаимодействие пренебрежимо мало, в то время как для свинца оно существенно.

Комптоновское рассеяние. γ -Лучи представляют собой поток фотонов со свойствами, подобными свойствам частиц. Явление комптоновского рассеяния состоит в том, что фотоны сталкиваются с электронами примерно так, как нейтроны сталкиваются с протонами. При этом образуются электроны отдачи всевозможных энергий от нуля до максимальной и рассеянные фотоны, энергии которых меньше энергии падающих. Эффект рассеяния γ -лучей на электронах открыт А. Г. Комптоном в 1924 г. и носит его имя. В комптон-эффекте γ -квант взаимодействует с отдельным электроном атома и поэтому сечение рассеяния пропорционально Z , т. е. числу электронов в атоме.

Рождение пар. В электромагнитном поле ядра γ -квант может рождать пару электрон — позитрон с полной энергией, равной его первоначальной энергии. Этот эффект не играет существенной роли в методах регистрации нейтронов.

0. 3. НЕЙТРОННЫЕ ИСТОЧНИКИ И ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРОНОВ. ОБЛАСТЬ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ МЕЖДУ 10 кэв и 20 Мэв [18—20]

В некоторых экспериментах с быстрыми нейтронами использовались нейтроны, образующиеся при делении. Спектр нейтронов деления имеет непрерывный характер с максимумом при 0,8 Мэв, причем средняя энергия нейтронов имеет значение около 1,6 Мэв. Для проведения этих экспериментов «конвертер», содержащий делящийся материал (обычно U^{235}), помещается в мощный потоке тепловых нейтронов от реактора. Медленные нейтроны захватываются ядром U^{235} , нейтроны же, образованные в процессе деления, отфильтровываются от рассеянных тепловых нейтронов с помощью кадмевой фольги. В результате удается получить источники с выходом до 10^{11} нейтр/сек. Такие интенсивные и хорошо защищенные источники нейтронов удобно получать, помещая конвертер в защите реактора. Так как чувствительность большинства детекторов быстрых нейтронов существенно зависит от энергии нейтронов, то с такими источниками можно проводить лишь ограниченное число экспериментов по измерению сечения захвата, сечения деления и т. д.

Более широкое применение имеют источники моноэнергетических нейтронов, которые получают бомбардировкой соответствующих мишеней положительными ионами, получаемыми в ускорителях. Общим для всех этих реакций является наличие двух частиц как до реакции (положительный ион и ядро-мишень), так и после нее (нейтрон и ядро-продукт реакции). Элементарный расчет показывает, что при этом нейтрон, вылетающий в задан-

ном направлении по отношению к падающему пучку ионов, имеет строго определенную энергию. Так, например, в реакции



при бомбардировке мишени очень медленными дейтронами вылетающий нейтрон имеет энергию 2,46 Мэв. С увеличением энергии дейтронов энергия нейтрона начинает зависеть от угла вылета. Для нейтронов, вылетающих вперед, она растет с ростом энергии дейтронов, а для нейтронов, вылетающих назад, уменьшается, стремясь к постоянному значению 1,64 Мэв.

Для получения нейтронов в реакциях $D(d, n)$ и $T(d, n)$ часто используются генераторы Кокрофта—Уолтона с напряжением 100—1000 кэв и дейтронным током порядка 500 мка. Мишенью при этом служит лед из тяжелой воды или дейтерид титана [тригид титана в случае реакции $T(d, n)$]. В случае реакции $D(d, n)$ полный выход нейтронов достигает 10^8 — 10^9 нейтр/сек. В реакции $T(d, n)$ при небольшой энергии дейтронов энергия нейтронов равна 14,1 Мэв. При энергии дейтронов около 120 кэв сечение реакции весьма велико (~ 5 барн), поэтому с помощью пучка дейтронов с энергией 300—400 кэв и достаточно толстой мишени можно получить источники с выходом 10^{10} — 10^{11} нейтр/сек.

Ускорители Ван де Граафа могут давать токи протонов или дейтронов до 100 мка с энергией от 1 до 6 Мэв. Выход нейтронов в этом случае зависит от типа мишени, ее толщины, направления наблюдения и от тока протонов. Однако средний выход не превышает 10^8 — 10^9 нейтр/см²·сек. Основными реакциями являются реакции $Li(p, n)$ (порог 1,882 Мэв) и $T(p, n)$ (порог 1,02 Мэв), каждая из них может быть использована для получения нейтронов с энергией от 10 кэв до 5 Мэв. (Заметим, что нейтроны в реакции $Li(p, n)$ не строго моноэнергетичны при энергии протонов, превышающей 2,3 Мэв.) Нейтроны с энергией до 10 Мэв можно получить, используя реакцию $D(d, n)$ при высоких энергиях дейтронов (~ 7 Мэв), однако при энергии дейтронов выше 6 Мэв получаемые нейтроны не строго моноэнергетичны, так как начиная с энергии 6 Мэв заметно идет также и реакция распада дейтрона (т. е. $D + D \rightarrow D + p + n$). Использование больших токов в газовых мишенях (такими мишенями являются дейтерий и тритий) позволяет получать нейтронные источники с полным выходом до 10^{11} нейтр/сек.

Большинство детекторов быстрых нейтронов основано на регистрации протонов отдачи. Протоны отдачи можно зарегистрировать по вызываемой ими ионизации в ионизационной камере, по световой вспышке в сцинтилляционном счетчике или по треку, оставленному протонами в фотозмульсии или камере Вильсона. Ниже в гл. II и III все эти процессы подробно рассматриваются. В связи с тем что сечение (n, p) -реакции с энергией падает медленно, примерно как $1/\sqrt{E}$ (приложение 1), измерения могут производиться эффективно вплоть до очень высоких энергий ней-

тронов. Последние достижения в области наносекундной техники спектрометрии по времени пролета в сочетании с сцинтилляционными детекторами высокой эффективности позволяют получить эффективные детекторы нейтронов с хорошей разрешающей способностью. Другие методы регистрации (фотопластинки, камеры Вильсона, пропорциональные счетчики с He^2) используются лишь в отдельных случаях.

Медленные нейтроны [21—24]

Реакторы. Реакторы, используемые в качестве источников нейтронов, работают на естественном урановом топливе с графитовым замедлителем (ВЕРО, Харуэлл, реактор в Брукхейвене) или с замедлителем из тяжелой воды (NRX, Чок Ривер). Реактор на тяжелой воде более компактен и обладает большим потоком тепловых нейтронов, однако полезный объем у него меньше, чем у графитового реактора. При обогащенном урановом топливе выбор замедлителя не играет существенной роли. Было построено несколько реакторов на тяжелой воде (DIDO, Харуэлл, CP-5, Аргони), однако более интенсивно эксплуатируются реакторы-бассейны, заливаемые обычной водой. Реакторы для испытания материалов отличаются наиболее интенсивными потоками тепловых нейтронов. Для реакторов на обычной воде характерно сравнительно большое отношение потока быстрых нейтронов к потоку тепловых.

Ниже приведены ориентировочные значения потока нейтронов для различных реакторов.

Реакторы на естественном уране с графитовым замедлителем

Харуэлл ВЕРО	10^{12} нейтр/см ² ·сек
Брукхейвене	$5 \cdot 10^{12}$ нейтр/см ² ·сек

Реакторы на естественном уране с тяжелой водой в качестве замедлителя (охладитель — обычная вода)

NRX	$7 \cdot 10^{10}$ нейтр/см ² ·сек
Реакторы-бассейны на	100 кат

Поток быстрых нейтронов $3 \cdot 10^{13}$ нейтр/см²·сек внутри активной зоны
 $3 \cdot 10^{12}$ нейтр/см²·сек на поверхности активной зоны

Реакторы на обогащенном уране и обычной воде с водяным охлаждением (MTR)

Средний поток медленных нейтронов	$2 \cdot 10^{14}$ нейтр/см ² ·сек
Максимальный поток медленных нейтронов	$4 \cdot 10^{14}$ нейтр/см ² ·сек
Средний поток быстрых нейтронов	10^{14} нейтр/см ² ·сек

Физические эксперименты проводятся с нейтронным пучком, выведенным из реактора с помощью каналов в защите. Так как нормальное рабочее расстояние от активной зоны реактора до измерительной аппаратуры составляет несколько метров, то эффективный поток нейтронов в том месте, где проводится эксперимент,

примерно равен полному потоку нейтронов, умноженному на площадь канала в защите и на 10^{-6} . Нейтроны в потоке можно разделить на три группы: медленные, или тепловые, резонансные, или надтепловые и быстрые, незамедленные. Медленные нейтроны имеют максвелловское распределение с температурой, примерно равной 400°K , т. е. их распределение по скоростям совпадает с распределением атомов водорода в газе, нагретом до 130°C . Для получения пучка, целиком состоящего из тепловых нейтронов, используется тепловая колонна, представляющая собой простой выступ отражателя, проходящий сквозь защиту реактора площадью поперечного сечения $0,5 \text{ м}^2$. Поток тепловых нейтронов в тепловой колонне несколько ослабляется в результате их рассеяния, в то время как резонансные и быстрые нейтроны в нем замедляются до тепловых энергий.

Спектр нейтронов резонансной группы таков, что в довольно широкой области энергий интенсивность потока падает как $1/E$. Соотношение между интенсивностями потоков резонансных и тепловых нейтронов существенно зависит от типа замедлителя, используемого в реакторе. Интенсивность потока третьей группы — быстрых незамедленных нейтронов — также зависит от типа замедлителя в реакторе. Полная интенсивность третьей группы нейтронов намного меньше потока тепловых.

Регистрация нейтронов. Помимо интенсивного потока нейтронов внутри реактора всегда имеется интенсивный поток γ -лучей, что является существенной помехой для детекторов, регистрирующих нейтроны по протонам отдачи. Обычный монитор, или контрольно-измерительный прибор, представляет собой ионизационную камеру, наполненную BF_3 или аргоном, причем во втором случае на внутренние поверхности стенок камеры наносится тонкий слой бора или какого-либо делящегося вещества. С уменьшением мощности реактора интенсивность нейтронного потока падает, в то время как интенсивность γ -лучей, испускаемых продуктами деления, все еще остается очень высокой. Поэтому часто в ионизационных камерах используется компенсация γ -лучей, для чего к ионизационной камере присоединяется вторая такая же камера, не содержащая вещества, чувствительного к нейтронам. Разность токов в двух камерах при этом дает ток, обусловленный нейтронами. Сечение реакции $\text{B}^{10} (n, \alpha)$ так же, как и сечение реакции деления, быстро падает с ростом энергии нейтронов, поэтому с помощью этих реакций преимущественно измеряется поток тепловых нейтронов.

Кроме указанных прямых методов измерения потока нейтронов, существуют различные методы, основанные на активации. Большая часть радиоактивных изотопов получается путем облучения различных элементов в реакторе, и в принципе любая из этих реакций может быть использована для определения интенсивности потока нейтронов в реакторе. Так, например, интенсивность потока нейтронов в реакторе, усредненная по довольно боль-

шуму периоду времени, может быть измерена по радиоактивности металлического кобальта (Co^{60} с периодом полураспада 5,2 года).

При экспериментах вне реактора часто используют реакцию $\text{B}^{10} (n, \alpha) \text{Li}^7$. В этом случае применяют пропорциональные счетчики, наполненные BF_3 , или же сцинтилляционные счетчики со сцинтилляторами из смеси B_2O_3 и ZnS . Камеры деления, менее чувствительные к нейтронам, менее чувствительны также и к γ -лучам и более надежны. Поскольку пучок нейтронов, выходящих из реактора, не является моноэнергетическим, то для выделения нейтронов заданной энергии используются различного типа механические селекторы и кристаллические спектрометры. В области более высоких энергий (от 1 до 10 кэВ) регистрация нейтронов сложнее из-за уменьшения эффективности детекторов, обусловленного падением сечения реакции $\text{B}^{10} (n, \alpha)$ с ростом энергии нейтронов. В этой области наряду с пропорциональными счетчиками с BF_3 используются стеклянные сцинтилляторы с $\text{ZnS} : \text{B}_2\text{O}_3$.

Радиоактивные нейтронные источники

Некоторые эксперименты проводятся с источниками, не связанными с ускорителями и реакторами. К таким источникам относится ($\text{Ra}-\alpha-\text{Be}$), в котором нейтроны образуются в результате бомбардировки α -частицами ядер Be и имеют среднюю энергию порядка 5 МэВ . В источнике $\text{Sb}-\gamma-\text{Be}$ нейтроны образуются в результате облучения Be γ -лучами и имеют энергию 25 кэВ . Выход нейтронов из таких источников порядка 10^6-10^7 нейтр/сек на 1 кюри радиоактивного вещества. Более подробно эти источники рассматриваются в гл. IV. Эксперименты с такими источниками проводятся с помощью счетчиков с BF_3 и радиоактивных индикаторов по наведенной активности индиевой или золотой фольги.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chadwick J. Proc. Roy. Soc. A-142, 1 (1933).
2. Darrow K. K. Rev. Scient. Instrum. 4, 58 (1933).
3. Moon P. B. Repts Progr. Phys. IV, 198 (1937).
4. Bothe W., Becker H. Z. Phys. 66, 289 (1930).
5. Curie I., Joliot F. Comptes Rendus, 194, 273 (1932).
6. Chadwick J. Proc. Roy. Soc. A-136, 692 (1932).
7. Feather N. Proc. Roy. Soc. A-136, 709 (1932).
8. Szilard L., Chalmers T. A. Nature, 134, 494 (1934).
9. Chadwick J., Goldhaber M. Nature, 134, 237 (1934).
10. Fermi E., Rasetti F. Nuovo-Cimento, 12, 201 (1935).
11. Moon P. B., Tillman J. R. Proc. Roy. Soc. A-153, 475 (1936).
12. Dunning J. R., Pegram G. B., Fink G. A., Mitchell D. P. Phys. Rev. 48, 265 (1935).
13. Amaldi E., Fermi E. Phys. Rev. 50, 859 (1936).

14. Szilard L. Nature, 136, 950 (1935).
15. Cork J. M. Radioactivity and Nuclear Physics (2nd Ed.), N. Y., 1950.
16. Halliday D. Introductory Nuclear Physics (2nd Ed.) N. Y., 1955.
17. Evans R. D. The Atomic Nucleus. N. Y., 1955.
18. Hanson A. O., Taschek R. F., Williams J. H. Rev. Mod. Phys. 21, 635 (1949).
19. Fowler J. L., Brovley J. E. Rev. Mod. Phys. 28, 103 (1956).
20. Nobles R. Rev. Scient. Instrum., 28, 962 (1957).
21. Beck C. K. Nuclear Reactors for Research. London, 1957.
22. Glasstone S. Principles of Reactor Engineering. N. Y., 1955.
23. Nuclear Reactor Experiments, Chapter 7. N. Y., 1958.
24. Hughes D. J. Pile Neutron Research. Cambridge, 1953.

ГЛАВА I

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

Среди реакций, используемых при регистрации нейтронов [1—2], основными являются две: упругое рассеяние нейтронов протонами и захват медленных нейтронов в B^{10} .

I. I. РЕАКЦИЯ (n, p) И ПОДОБНЫЕ РЕАКЦИИ

Кинематика [3—13]

Взаимодействие нейтронов с протонами при энергиях ниже 10 Мэв подобно столкновению бильярдных шаров. Рассмотрим упругое рассеяние нейтрона с единичной массой на ядре с массой A . Для случая рассеяния на протоне $A = 1$. На рис. I.1, а показан процесс столкновения в лабораторной системе координат: падающий нейтрон (белый кружок) со скоростью u рассеивается под углом θ к первоначальному направлению и приобретает скорость v_2 , в то время как ядро отдачи (темный кружок) рассеивается под углом α и приобретает скорость v_1 .

Так как полный импульс системы равен u , а полная масса $(1 + A)$, то скорость центра масс $\frac{u}{1 + A}$. В системе центра масс нейтрон движется со скоростью $\frac{Au}{1 + A}$, скорость ядра отдачи равна $\frac{u}{1 + A}$. В результате импульс каждого из них равен $\frac{Au}{1 + A}$.

На рис. I.1, б представлена диаграмма импульсов в системе центра масс. В этой системе координат импульсы каждой из частиц при столкновении остаются неизменными по величине, изменяется лишь направление движения частиц по отношению к первоначальному. Обозначим через φ и β соответственно углы рассеяния нейтрона и ядра отдачи. Для определения скоростей и энергий сталкивающихся частиц от диаграммы импульсов (рис. I.1, б) следует перейти к диаграмме скоростей (рис. I.1, в). Вектор QF, представляющий собой скорость ядра отдачи в системе центра масс, направлен под углом β к первоначальному направлению u и по величине равен $\frac{u}{A + 1}$. Наконец, для получения скоростей

частиц в лабораторной системе координат к векторам QI и QF следует добавить вектор скорости центра масс в лабораторной системе, равный по величине $\frac{u}{A+1}$, а по направлению совпадающий с первоначальным направлением движения нейтрона.

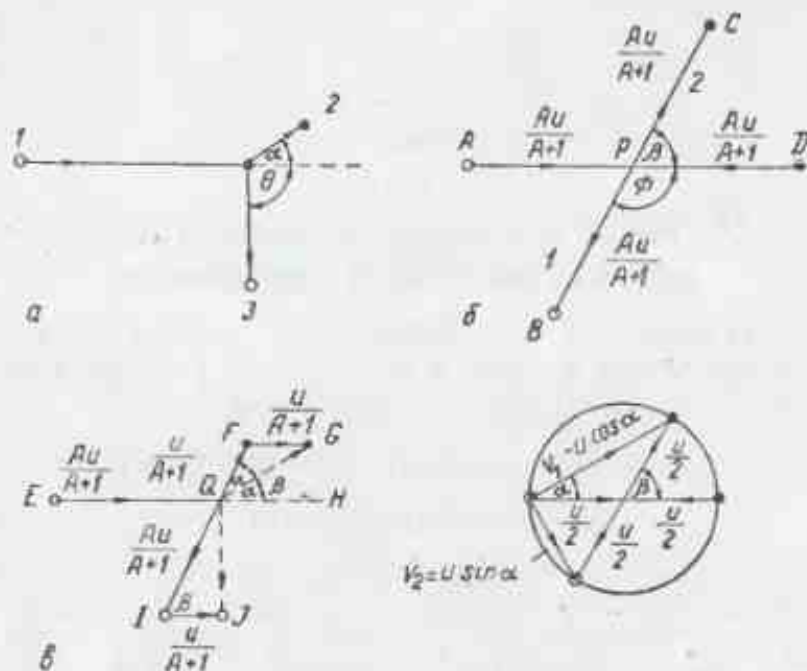


Рис. 1.1. Упругое рассеяние нейтронов:

a — лабораторная система: 1 — скорость нейтрона; 2 — скорость ядра отдачи; 3 — скорость рассеянного нейтрона; b — диаграмма импульсов в системе центра масс: 1 — нейтрон; 2 — ядро отдачи; c — диаграмма скоростей в системе центра масс; d — рассеяние нейтрона на протоне.

Начнем с рассмотрения ядра отдачи. Из рис. 1.1, b видно, что треугольник QFG равнобедренный, а поэтому $\beta = 2\alpha$. Скорости ядра отдачи в лабораторной системе координат равна

$$QG = 2QF \cos \alpha = 2 \left(\frac{u}{A+1} \right) \cos \alpha \quad (1.1)$$

для энергии ядра отдачи имеем

$$E_{\text{отдачи}} = \frac{1}{2} A \left(\frac{2u}{A+1} \right)^2 \cos^2 \alpha = \frac{2Au^2}{(A+1)^2} \cos^2 \alpha = E_n \frac{2A}{(A+1)^2} (1 + \cos \beta), \quad (1.2)$$

где $E_n = \frac{1}{2} u^2$ — энергия падающего нейтрона. Совершенно аналогично получаем энергию рассеянного нейтрона

$$\frac{1}{2} (QI)^2 = E_n \frac{1 + A^2 - 2A \cos \beta}{(1 + A)^2} \quad (1.3)$$

Из выражения (1.2) следует, что энергия ядра отдачи максимальна при лобовом соударении, т. е. когда $\beta = 0$. При этом энергия, получаемая ядром отдачи, равна

$$E_{\text{макс}} = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n \quad (1.4)$$

Это означает, что, например, в случае лобового соударения нейтрона с протоном ($A = 1$) энергия нейтрона целиком передается протону отдачи, а при соударении с ядром углерода ($A = 12$) $E_{\text{макс}} \approx 1/3 E_n$. Именно это обстоятельство является одной из причин, по которой при регистрации нейтронов с помощью их упругого рассеяния используются легкие ядра. Заметим, что в случае протона соотношение (1.2) принимает вид:

$$E_p = E_n \cos^2 \alpha. \quad (1.5)$$

В случае рассеяния нейтронов на протонах диаграмма импульсов совпадает с диаграммой скоростей и имеет простой вид, показанный на рис. 1.1, d .

Выведем теперь соотношение, впервые полученное Баршаллом и Кэннелом, показывающее, что энергетическое распределение ядер отдачи в лабораторной системе координат имеет такой же вид, как угловое распределение рассеянных нейтронов в системе центра масс. Обозначим через σ_s и $\sigma(\Phi)$ соответственно полное и дифференциальное сечение рассеяния нейтронов в системе центра масс. При этом величина $\frac{\sigma(\Phi)}{\sigma_s} d\omega$ представляет собой вероятность рассеяния нейтрона на угол Φ в элементе телесного угла $d\omega$, причем Φ и ω — углы, измеряемые в системе центра масс. Вероятность $p(E) dE$ того, что ядро отдачи в результате соударения получит энергию, значение которой лежит в интервале от E до $E + dE$, равна вероятности рассеяния нейтрона на угол Φ в элементе телесного угла $d\omega$:

$$p(E) dE = \frac{\sigma(\Phi)}{\sigma_s} d\omega = \frac{\sigma(\Phi)}{\sigma_s} 2\pi \sin \Phi d\Phi. \quad (1.6)$$

Соотношение между E и Φ дается формулой (1.2), дифференцируя которую и используя соотношение $\Phi + \beta = \pi$ (рис. 1.1, b), можно получить:

$$dE = -\frac{2A}{(A+1)^2} E_n \sin \beta d\beta = \frac{2A}{(A+1)^2} E_n \sin \Phi d\Phi. \quad (1.7)$$

Из формул (1.6) и (1.7) следует

$$p(E) = \frac{\sigma(\Phi)}{\sigma_s} \frac{\pi}{E_n} \frac{(1+A)^2}{A}. \quad (1.8)$$

т. е. величина $p(E)$ пропорциональна величине $\sigma(\Phi)$.

Рассеяние нейтронов на протонах при энергиях, меньших 10 Мэв, является изотропным в системе центра масс. Согласно

соотношению (1. 8), это означает, что все значения энергии от нуля до максимального для протонов отдачи являются равновероятными. При больших значениях энергии нейтронов это уже не имеет места. На рис. 1. 2 представлены дифференциальные сечения (n, p) -рассеяния для четырех значений энергии. При энергиях 100 кэВ и 2,5 МэВ дифференциальные сечения рассеяния изображаются прямыми линиями, означающими, что рассеяние в системе центра масс при этих энергиях изотропно. При энергии нейтро-

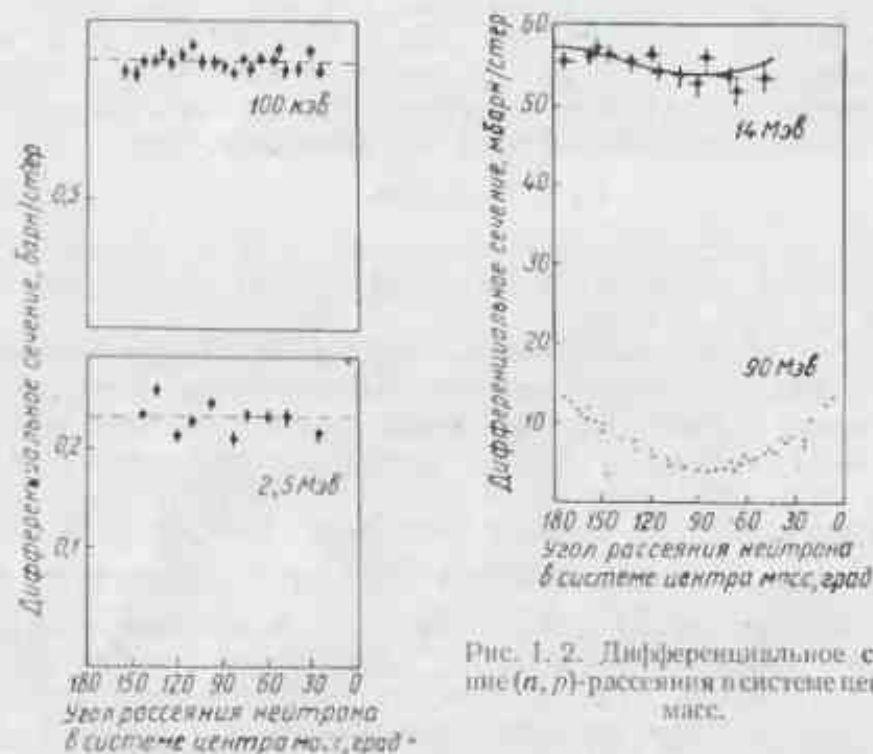


Рис. 1. 2. Дифференциальное сечение (n, p) -рассеяния в системе центра масс.

нов 14 МэВ появляется заметная анизотропия рассеяния, а при ~ 100 МэВ рассеяние уже сильно анизотропно и почти симметрично относительно 90° .

Угловое распределение нейтронов, рассеянных на дейтронах, заметно анизотропно уже при энергиях нейтронов, меньших 100 кэВ. Рассеяние в гелии анизотропно также уже при малых энергиях.

Среди детекторов нейтронов, основанных на упругом рассеянии в области энергий, больших 1 МэВ, гелиевые детекторы имеют целый ряд преимуществ. Во-первых, полное сечение рассеяния нейтронов на гелии максимально в области энергий 1 МэВ и имеет величину около 7 барн. Во-вторых, благодаря большей вероятности передачи α -частицам энергии порядка $E_{\text{мис}}$, можно при использовании детекторов с высоким порогом достичь большой эффективности регистрации исследуемых нейтронов при низкой чувствительности к фоновым нейтронам малой энергии. В-третьих, благодаря большой ионизационной способности, α -частицы имеют

малый пробег, что существенно уменьшает влияние краевых эффектов счетчика.

Такого типа счетчик был успешно использован Уолтом и Баршаллом для изучения углового распределения упруго рассеянных нейтронов. Однако для регистрации нейтронов рассеяние на дейтерии и гелии широкого распространения пока еще не получило.

Сечения рассеяния

При использовании водорода для регистрации быстрых нейтронов имеется один существенный недостаток. Даже моноэнергетические нейтроны с энергией E_n дают непрерывный спектр ядер отдачи. Это приводит к тому, что в простейшей системе, использующей интегральный дискриминатор, число импульсов с амплитудой выше порога существенно зависит от величины порога. По этой же причине изучение спектра нейтронов таким прибором весьма затруднительно. С другой стороны, упругое рассеяние нейтронов на протонах имеет много существенных преимуществ перед другими реакциями. Протоны, образовавшиеся в результате рассеяния медленных нейтронов, получают пренебрежимо малую энергию, и поэтому можно добиться того, что будут регистрироваться лишь протоны отдачи, обусловленные быстрыми нейтронами. Нет конкурирующих реакций, которые происходили бы наряду с упругим рассеянием. Газообразный водород, а также устойчивые соединения водорода легко доступны. Наконец, полное сечение (n, p) -рассеяния известно с большой точностью (1% при заданной энергии) и интенсивно изучается. Таким образом, если известно количество атомов водорода в детекторе и число ядер отдачи, то можно определить интенсивность нейтронного потока.

Экспериментально сечение (n, p) -рассеяния определяется путем измерения в хорошей геометрии полного нейтронного сечения какого-либо углеводорода с хорошо известным химическим составом. Измерения производятся с большой точностью по ослаблению пучка (при проведении особенно точных экспериментов основные трудности заключаются именно в точном определении химического состава мишени). Далее измеряется полное нейтронное сечение углерода и путем вычитания находится искомое сечение (n, p) -рассеяния. Теоретическая формула для сечения (n, p) -рассеяния, пригодная в области от надтепловых энергий нейтронов до 10 МэВ, содержит постоянные значения которых можно определить из экспериментов по n, p -рассеянию и из других данных о взаимодействии нейтрона с протоном, а именно, из энергии связи дейтрона и сечения захвата нейтрона протоном. В приложении 1 приведены сечения (n, p) -рассеяния от 0,01 эВ до 100 МэВ.

Если бы потеря энергии на единицу длины (удельная потеря энергии) в среде не зависела от скорости частицы, то длина пробега частицы была бы пропорциональна ее энергии. Однако, как было показано во введении, в действительности это не имеет места. Чем меньше скорость частицы, тем больше удельная потеря энергии. Если удельная потеря энергии обратно пропорционально скорости частицы, то

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{a}{v} = \frac{b}{\sqrt{E}},$$

где a и b постоянны. Отсюда

$$-\frac{dx}{dE} = \frac{1}{b} \sqrt{E}$$

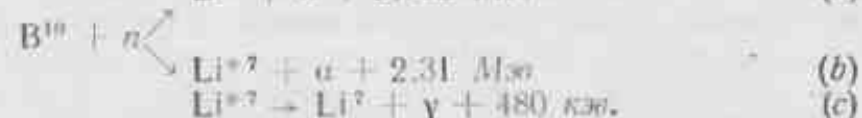
и, следовательно, для длины пробега получаем

$$R = - \int_{E_{\text{мин}}}^0 \frac{dx}{dE} dE = \frac{2}{3b} E_{\text{мин}}^{3/2},$$

т. е. длина пробега пропорциональна $E^{3/2}$. Эта зависимость справедлива в довольно широкой области энергии. Однако в конце пробега скорость частицы настолько мала, что она может захватить электрон у нейтрального атома среды и превратиться, если это протон, в быстрый нейтральный атом водорода; а если это ион He^{++} , то он становится ионом He^+ или нейтральным атомом He . При этом зависимость пробега частицы от энергии приближается к линейной. Потеря энергии α -частицы на образование одной пары ионов растет с уменьшением ее скорости. Для протонов в водороде затрата энергии на образование пары ионов остается постоянной при уменьшении энергии до 10 кэв или ниже.

Соотношение пробег — энергия является предметом интенсивных исследований в ядерной физике как экспериментальных, так и теоретических. Эта проблема подробно рассматривается в классической работе Бете и Ливингстона [14], а также в более поздних обзорах Бете и Ашкина [15], Аллисона и Уоршоу [16]. Все данные, необходимые для усвоения материала настоящей книги, приведены в приложении 3. Там даны величины пробегов протонов и α -частиц в воздухе в достаточно широкой области энергий, пробег протонов в водороде, а также тормозная способность различных веществ по отношению к воздуху. Тормозную способность любого вещества, не указанного в таблице, можно определить путем интерполяции (приложение 5), исходя из тормозных способностей его составных элементов. Грубо приближенно можно считать, что тормозная способность, рассчитанная на один атом, и пробег частицы в единицах $\text{мг}/\text{см}^2$ меняются с изменением атомного номера, как $Z^{1/2}$.

Рассмотрим теперь реакцию



В случае тепловых нейтронов путем (a) идет лишь 6,3% взаимодействий, т. е. почти в 94% случаев захвата нейтрона испускаются γ -кванты с энергией 480 кэв. В работе [22] было показано, что среднее время жизни ядра Li^{*7} равно $7,7 \cdot 10^{-14}$ сек, так что α -частица и γ -квант испускаются практически одновременно.

Реакция захвата нейтрона бором широко используется для регистрации нейтронов, в особенности медленных, так как она обладает почти всеми необходимыми для этого свойствами. Для этой реакции характерно большое сечение (4010 барн при скорости 2200 м/сек для чистого B^{10}), которое меняется по закону $1/v$ вплоть до энергий нейтронов в несколько сот электронвольт. В результате реакции образуются α -частицы и ядра лития, которые имеют небольшой пробег по сравнению с протонами той же энергии. Освобождаемая в реакции энергия такова, что величина импульсов от электронов, образованных γ -лучами, сравнительно мала. Очень важно, что почти в каждом акте захвата нейтрона испускается γ -квант с энергией 480 кэв, так как это позволяет регистрировать захват нейтрона как по α -частицам, так и по γ -лучам. В детекторах нейтронов В присутствует в самых разнообразных формах. В газообразной форме он часто используется в виде фтористого бора (BF_3), а иногда — в виде диборана (B_2H_6). Твердый бор (обычно в виде аморфного порошка) может быть нанесен в виде тонкого слоя, напылен или осажден с помощью электромагнитного сепаратора. Окись бора, сплавленная с сульфидом цинка, используется как твердый сцинтиллятор. Применяется также раствор метилбората в органических сцинтилляторах. Можно привести обширный список нейтронных детекторов, в которых используются соединения бора.

Наряду с перечисленными преимуществами реакция захвата нейтрона бором имеет небольшой недостаток, состоящий в том, что она идет только на изотопе B^{10} , который присутствует в естественном боре лишь в количестве 18%. Однако сравнительно большая разница в массах у B^{10} и B^{11} (по сравнению, например, с разницей в массах U^{235} и U^{238}) позволяет получить достаточно чистый B^{10} (96%) в значительном количестве.

Следует отметить, что энергия, выделяемая в реакции, делится между продуктами реакции в следующей пропорции: 7/11 энергии получает α -частица, а 4/11 — ядро Li^7 . Однако так как ионизирующая способность этих частиц почти одинакова, то суммарная величина импульсов, создаваемых ими, равна амплитуде импульсов,

создаваемых α -частицами с энергией соответственно 2,79 или 2,31 Мэв.

Несмотря на то что важность реакции $B^{10}(n, \alpha) Li^7$ для экспериментов с медленными нейтронами была ясна еще на заре нейтронной физики, лишь сравнительно недавно было достаточно точно измерено сечение реакции для тепловых нейтронов. До последних лет сечение реакции считалось равным 707 барн для естественной смеси изотопов бора. Многие другие сечения определяли, исходя из этой величины. В период с 1952 по 1955 г. сечение реакции захвата нейтрона бором непрерывно уточнялось, и в настоящее время для него принято значение 755 барн. Частично расхождение обусловлено тем, что несколько изменился изотопический состав используемого бора. В настоящее время максимальное расхождение результатов лучших экспериментов не превышает 2,5% и не выходит за пределы экспериментальных ошибок. Вопрос о точности измерений сечения взаимодействия нейтронов с бором более детально изложен в гл. IV.

С ростом энергии характер взаимодействия нейтронов с бором сильно меняется. В первую очередь меняется отношение между различными ветвями реакции, проходящими через основное и первое возбужденные состояния, и при энергии нейтронов в 2 Мэв число актов взаимодействия с испусканием γ -квантов составляет лишь 1/3 от общего числа актов захвата нейтрона вместо 94% при тепловых энергиях. В области энергии 5—10 Мэв происходит усложнение реакции в результате испускания других продуктов. Например, при энергии 14 Мэв наблюдается испускание протонов, дейтронов и тритонов. Наконец, появляется возможность испускания α -частиц с образованием Li^7 в более высоких возбужденных состояниях. Все эти реакции, однако, мало пригодны для регистрации нейтронов, так как они имеют очень малые сечения. Поэтому они не используются в нейтронных детекторах.

1.3. ДРУГИЕ РЕАКЦИИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ НЕЙТРОНАМИ [23—28]

Реакции с испусканием заряженных частиц

Кроме реакции $B^{10}(n, \alpha) Li^7$, существует также несколько других экзоэнергетических реакций, т. е. реакций с выделением энергии, которые представляют интерес для регистрации нейтронов. Рассмотрим некоторые из них.



Эта реакция интересна тем, что обратная ей реакция $T(p, n) He^3$ широко используется в качестве источника нейтронов с энергией в несколько Мэв. Сечение реакции $He^3(n, p) T$ при скорости нейтронов 2200 м/сек равно 5400 барн. Если бы не высокая стоимость, He^3 мог бы конкурировать с B^{10} в газовых счетчиках, несмотря даже на то, что вследствие большого пробега протона

по сравнению с пробегом α -частицы, образующейся в результате реакции $B^{10}(n, \alpha) Li^7$, счетчики с He^3 приходится наполнять до больших давлений. Основным достоинством He^3 является то, что его можно использовать в нейтронных спектрометрах в области энергий до нескольких мегаэлектронвольт. В связи с этим отметим следующие преимущества реакции $He^3 + n$. Сечение реакции меняется очень плавно от 1,7 барн при 100 кэв до 0,75 барн при 1 Мэв (приложение 6). Так как у ядер-продуктов нет возбужденных состояний, то каждому значению энергии нейтрона соответствует вполне определенное значение энергии, освобождаемой в реакции, т. е. моноэнергетическим нейтронам соответствует линия в спектре импульсов, получаемых от детектора с He^3 . Эта реакция является экзоэнергетической с не очень большим выделением энергии. При захвате теплового нейтрона выделяется 0,765 Мэв, так что при захвате нейтрона с энергией 1 Мэв суммарная энергия продуктов реакции равна 1,765 Мэв. Эта энергия, с одной стороны, не так велика, и пробег протона может полностью уложиться в объеме счетчика, хотя совершенно ясно, что необходимы счетчики высокого давления. С другой стороны, энергия, теряемая в счетчике электронами, образованными под действием γ -лучей, меньше, чем 0,765 Мэв, и поэтому создаваемые ими импульсы не искажают спектр.

Следует, однако, отметить и недостатки этой реакции. Во-первых, если энергия падающих нейтронов больше 1 Мэв, то ядра отдачи He^3 , образующиеся в результате упругого рассеяния, могут иметь энергию, большую, чем 0,765 Мэв, и поэтому импульсы от этих нейтронов будут накладываться на пик, обусловленный захватом тепловых нейтронов, которые всегда присутствуют в некотором количестве. Во-вторых, несмотря на то что He^3 можно получать из атмосферного гелия с помощью термодиффузии, в настоящее время его обычно получают как продукт распада трития. Поэтому предназначенный для спектрометра He^3 следует тщательно очищать, чтобы остаточный тритий не создавал нежелательного фона. В-третьих, He^3 малораспространенный и дорогой изотоп.



Сечение этой реакции при скорости нейтронов 2200 м/сек для чистого Li^6 равно 945 барн, а для естественного лития 71 барн. В тепловой области для сечения реакции справедлив закон $1/v$. При больших энергиях нейтронов сечение имеет максимум величиной 2,75 барн при энергии 265 кэв, затем оно падает до 0,28 барн при 1,2 Мэв и до 0,05 барн при 8 Мэв. Как и в реакции $B^{10}(n, \alpha) Li^7$, в этой реакции при достаточно высоких энергиях нейтронов испускаются также и другие продукты.

Основным достоинством этой реакции является большое выделение энергии. Поэтому для регистрации тепловых нейтронов удобно применять сцинтилляционные счетчики, использующие

Некоторые свойства ядер, делящихся под действием тепловых нейтронов

Изотоп	$\sigma_{\text{дел. тепл.}}$ при 2200 м/сек, барн	$\sigma_{\text{дел.}}^{\text{прн}}$ при 3 Мэв, барн	Время жизни изотопа по отношению к α -распаду, годы
U ²³⁵	530	1,9	1,6 · 10 ⁸
U ²³³	582	1,3	7,1 · 10 ⁸
Pu ²³⁹	750	2,0	2,4 · 10 ⁴

Li или же Li⁶. Литий-6 используется также в фотопластинках для измерений потока тепловых нейтронов в космических лучах и для целей дозиметрии, а также при измерениях спектра быстрых нейтронов. Однако вообще при регистрации нейтронов литий не нашел широкого применения, так как он не дает газообразных соединений, практически пригодных для использования.



Эта реакция была предложена много лет назад для спектрометрии быстрых нейтронов. Однако она обладает большими недостатками, а именно, сечение реакции мало (при скорости тепловых нейтронов 2200 м/сек сечение равно только 1,9 барн), имеется конкурирующая реакция $\text{N}^{14}(n, \alpha)\text{B}^{11}$, наконец, сечение реакции в случае быстрых нейтронов меняется очень резко в результате образования компаунд-ядра. И все же эта реакция изредка используется для регистрации нейтронов. Азот, всегда присутствующий в фотопластинках, используется, например, для определения дозы тепловых нейтронов в реакторном потоке. При высоких энергиях малая примесь азота в счетчике иногда даже удобна, так как она позволяет производить энергетическую калибровку счетчика по пучку тепловых нейтронов.

Деление [29—31]

Реакция деления — одна из наиболее важных реакций для регистрации нейтронов, так как в одном акте деления выделяется значительно больше энергии, чем в любой другой реакции. Теоретически на каждый осколок деления в счетчике должно выделяться 80 Мэв, в то время как электроны, образованные при взаимодействии γ -лучей со стенками счетчика, имеют энергию всего несколько сот кэв. Поэтому детекторы, основанные на реакции деления, обладают большими преимуществами по сравнению с другими детекторами нейтронов в тех случаях, когда имеются интенсивные фоновые потоки γ -лучей.

Детекторы, в которых используется реакция деления, можно подразделить на две группы: детекторы, в которых деление вызывается тепловыми нейтронами (U²³⁵, U²³³ и Pu²³⁹), и детекторы, в которых деление вызывается нейтронами с энергией выше пороговой, равной нескольким сотням киловольт. Для первой группы детекторов характерны большие сечения деления (порядка 500—750 барн). С ростом энергии сечение деления быстро меняется и имеет резонансы в области энергий ~1 эв, хотя среднее сечение при этом монотонно падает. Начиная с энергии нейтронов порядка 100 кэв, сечение реакции остается постоянным с точностью $\pm 10\%$ примерно до энергии 5 Мэв. Из табл. I. 1, в которой приведены сечения деления при энергии нейтронов, равной 3 Мэв, видно, что для различных делящихся элементов оно меняется в пределах от 1,3 до 2 барн.

Одной из важных характеристик элементов, делящихся под действием тепловых нейтронов, является их время жизни по отношению к α -распаду. Если период полураспада мал, т. е. образование α -частиц происходит достаточно интенсивно, то при большом количестве делящегося изотопа в счетчике может происходить наложение нескольких α -частиц, образованных за время длительности импульса.

Наряду с ядрами, делящимися под действием нейтронов, существует вторая группа тяжелых ядер, не делящихся под действием тепловых, но делящихся под действием быстрых нейтронов. Сечение деления для этих ядер меняется от 0,14 барн для Th²³² до 1,5 барн для Np²³⁷. Около порога деления сечение резко возрастает. Эти ядра представляют большую ценность для анализа спектра нейтронов вследствие плавного изменения сечения деления при энергиях выше пороговой области, а также потому, что пороговые энергии этих ядер перекрывают наиболее интересную часть энергетического спектра нейтронов реактора.

При более высоких энергиях нейтронов (6—10 Мэв) сечения деления указанных ядер примерно удваиваются. Это связано с тем, что при таких высоких энергиях составное ядро образуется в высоко возбужденном состоянии. В этом случае, кроме обычного акта деления, возможно испускание нейтрона составным ядром с последующим его делением. Таким образом, возможны деления двух типов (n, f) и (n, nf), и поэтому полное сечение деления примерно вдвое больше. Заметим, однако, что это возрастание сечения деления большого практического интереса не представляет.

В табл. I. 2 приведены некоторые свойства изотопов, делящихся только под действием быстрых нейтронов. Более подробные сведения о ядрах, делящихся под действием как тепловых, так и быстрых нейтронов, и, в частности, об изотопах Th²³², U²³³, U²³⁵, U²³⁸ и Np²³⁷ можно найти в приложении 7.

Для большинства перечисленных в табл. I. 1 и I. 2 веществ активность по отношению к α -распаду сравнительно невелика, и поэтому проблемы наложения α -частиц в счетчике не возникает. Количество таких веществ, которые можно загрузить в счетчик,

Таблица 1.2

Некоторые свойства ядер, делящихся под действием быстрых нейтронов

Изотоп	Пороговая энергия, Мэв	Сечение при 3 Мэв, барн	Время жизни изотопа по отношению к α -распаду, годы
Th^{232}	1,3	0,14	$1,4 \cdot 10^{10}$
Pu^{239}	0,6	1,1	$3,4 \cdot 10^4$
U^{235}	0,4	1,5	$2,5 \cdot 10^8$
U^{238}	0,8	0,85	$2,4 \cdot 10^9$
U^{233}	1,2	0,55	$4,5 \cdot 10^8$
Np^{237}	0,4	1,5	$2,2 \cdot 10^6$

достигает 2 г. Если же в счетчик поместить 1 мг Pu, то в среднем за 1 мксек будет испускаться примерно одна α -частица. Так как α -частицы испускаются по случайному закону, то имеется заметная вероятность того, что в 1 мксек будет испущено 20 α -частиц. Суммарная энергия 20 α -частиц приблизительно равняется энергии осколков деления. Следовательно, если электронная система имеет постоянную времени 1 мксек, то наложение импульсов α -частиц будет зарегистрировано как один «акт деления». Этот вопрос рассматривался Россен и Штаубом [32]. Одним из путей устранения этого эффекта является использование различия в удельной ионизации осколков деления и α -частиц. Если регистрировать только начальную часть пробега путем использования счетчика с низким давлением газа или с малыми межэлектродными расстояниями, то амплитуды импульсов от α -частиц будут ослаблены относительно амплитуд импульсов от осколков деления. Однако даже в этом случае максимальное количество плутония, которое можно загрузить в обычную ионизационную камеру с постоянной времени в 0,1 мксек так, чтобы она имела приемлемые характеристики, не превышает 10 мг. Для того чтобы увеличить количество плутония, загруженного в счетчик, требуется более быстрый метод регистрации. Для этой цели успешно используются счетчики, регистрирующие свет, испускаемый ксеноном при прохождении через него осколков деления; количество плутония в таких счетчиках доходит до 100 мг.

Пробег α -частиц в окислах делящихся изотопов составляет 20 мг/см², а пробег осколков деления — около 10 мг/см², поэтому практический предел толщины пленок делящегося вещества в счетчике не превышает 1 мг/см² (или самое большее 2 мг/см²).

Радиационный захват [33—36]

Если тяжелый элемент захватывает нейтрон, то составное ядро приобретает энергию связи около 8 Мэв. Однако эта энергия не может выделяться путем испускания заряженной частицы, так как этому препятствует кулоновский барьер. Поэтому основ-

ная часть энергии освобождается в результате мгновенного излучения γ -квантов. Если составное ядро оказывается стабильным в основном состоянии, то вся энергия будет выделяться при излучении (например, $\text{Cd}^{113} + n \rightarrow \text{Cd}^{114}$). Если составное ядро является нестабильным в основном состоянии (например, $\text{Au}^{197} + n \rightarrow \text{Au}^{198} \rightarrow \text{Hg}^{198} + e^-$), то часть энергии связи нейтрона будет выделяться при β -распаде, К-захвате и т. д. Мгновенное γ -излучение, уносящее в любом случае основную часть энергии связи нейтрона, имеет спектр, характер которого изменяется от элемента к элементу [34].

Прежде чем подробно рассматривать свойства элементов, которые применяются для регистрации нейтронов путем радиационного захвата, сделаем несколько замечаний, относящихся к общим вопросам взаимодействия нейтрона с тяжелыми ядрами при низких энергиях. Если медленный нейтрон захватывается тяжелым ядром, помимо деления имеют место еще две реакции: либо вновь испускается нейтрон с той же самой энергией (упругое рассеяние), либо нейтрон поглощается, и избыток энергии выделяется в виде γ -излучения (радиационный захват). Вероятность этих реакций резко меняется с энергией нейтрона, возрастая, когда энергия системы соответствует возбужденному состоянию составного ядра. При резонансных значениях энергии кривая зависимости эффективного сечения от энергии нейтрона обнаруживает явно выраженные пики. В последние годы изучению этого явления было посвящено очень много как экспериментальных, так и теоретических работ.

В области резонанса кривая характеризуется величиной эффективного сечения в максимуме и шириной на полувысоте. Для любой ядерной реакции полная ширина (Γ) является суммой парциальных ширин для распада составного ядра, т. е. в рассматриваемом случае

$$\Gamma = \Gamma_{\gamma} + \Gamma_n,$$

где Γ_{γ} — радиационная ширина, Γ_n — нейтронная ширина.

Эти две ширины сильно зависят от энергии нейтрона и массы исходного ядра. Для легких элементов и быстрых нейтронов нейтронная ширина значительно больше, чем радиационная, так что взаимодействие нейтрона с ядром преимущественно является упругим рассеянием. Например, для марганца, который часто применяется в качестве нейтронного детектора, первый резонанс при 300 эв является главным образом резонансом рассеяния. Для тяжелых элементов в тепловой области преобладает резонансный захват. В этом случае радиационные ширины удивительно постоянны и не зависят ни от атомного веса, ни от энергии нейтрона, в то время как нейтронные ширины изменяются в широких пределах. Наконец, можно показать, что сечения радиационного захвата при очень низких энергиях изменяются по закону $1/v$, в то время как сечения рассеяния остаются постоянными.

В нейтронных детекторах, в качестве которых используются ядра с большим сечением захвата, упругое рассеяние при низких энергиях играет незначительную роль.

Практически методы регистрации нейтронов, основанные на регистрации γ -лучей, испускаемых после захвата нейтрона, применялись, но не особенно широко. В Лос Аламосе и в других местах большими жидкими сцинтилляторами регистрировались γ -лучи после захвата нейтрона кадмием. Регистрировались также γ -лучи, возникающие в результате поглощения нейтрона бором (см. [113], гл. II) или тяжелыми элементами.

Довольно широкое распространение получил активационный метод. При захвате нейтронов многие элементы образуют радиоактивные изотопы. Однако для практических целей выбор таких элементов ограничен возможностью получения их в удобном для экспериментов виде, достаточным сечением поглощения нейтронов и удобным для измерений периодом полураспада. Сечения и схемы распада обычно используемых элементов приведены в приложении 14 в табл. 1.3.

Таблица 1.3

Изотопы, применяемые для регистрации нейтронов с помощью радиационного захвата

Ядро мишени	Период полураспада ядра продукта	Вид испускаемой излучения; энергия, Мэв	Сечение захвата тепловых нейтронов (2200 М/сек) на естественной смеси элементов, барн	Первый резонанс, эв
Na ²³	15 ч	β^- : 1,4 γ : 2,76; 1,38	0,50	3000
Mn ⁵⁶	2,58 ч	β^- : 2,8; 1,0; 0,7 γ : 0,82; 1,6; 2,1	13,3	340
Co ⁶⁰	5,2 г	β^- : 0,3 γ : 1,17; 1,33	36	135
Cd ¹¹³	—	—	2650	0,18
In ¹¹⁵	54 мин	β^- : 0,6; 0,86; 1,0; 2,8 γ : 1,27; 1,5; 2,1; 0,41; 1,1; 0,14	155	1,46
I	25 мин	β^- : 2,0; 1,57 γ : κ -захват 5%; 0,43	5,5	21
Ag	2,7 суток	β^- : 0,96; 1,37 γ : 0,411	98	4,9

Натрий. Натрий в виде кристаллов NaI применялся Гримелэндом для абсолютных измерений потока тепловых нейтронов. Сечение захвата для натрия в тепловой области меняется по закону $1/v$. Первый резонанс лежит при энергии 8 кэв.

Марганец. Активация марганца часто используется при измерениях с тепловыми нейтронами. Так, в виде металлической фольги он применялся при измерениях на графитовых сборках, в качестве раствора $MnSO_4$ он использовался в ваннах для определения

интенсивности нейтронных источников, в виде $CaMnO_4$ или $NaMnO_4$ он использовался в реакции Сцилларда—Чэлмерса. Первый резонанс при 340 эв является главным образом резонансом рассеяния.

Кобальт. Co^{60} имеет период полураспада 5,2 года и поэтому его удобно использовать при измерениях среднего потока нейтронов в реакторе за длительный промежуток времени.

Кадмий. Важность этого элемента, используемого для поглощения тепловых нейтронов, хорошо известна. Кадмий при 0,2 эв имеет очень сильный резонанс (около 3000 барн для естественной смеси изотопов), выше 0,5 эв сечение захвата резко уменьшается. Кадмий эффективно поглощает нейтроны при энергиях меньше чем 0,5 эв. Толщина металлического кадмия, необходимая для ослабления потока тепловых нейтронов в 1000 раз, равна приблизительно 0,5 мм. Полная энергия γ -лучей, испускаемых при захвате нейтрона, составляет приблизительно 9 Мэв. В приложении 8 приводится зависимость сечения захвата нейтронов в кадмии от энергии нейтронов.

Индий. В качестве радиоактивного детектора наиболее часто применяется индий. Это объясняется тем, что из чистого металлического индия легко можно получить пластинки и тонкую фольгу, а также тем, что он имеет большое сечение захвата как в тепловой области, так и в резонансной и резкий резонанс при энергии 1,46 эв. Активность индиевой фольги, заэкранированной кадмием и облученной в потоке медленных нейтронов, обусловлена в основном поглощением нейтронов с энергией 1,46 эв. Многие нейтронные исследования при энергии нейтронов, несколько большей тепловой, были проведены с использованием индиевой фольги. Схема распада In довольно сложна. Индий-116 имеет короткоживущую активность (период полураспада 13 сек) и основную активность (период полураспада 54 мин). В естественном индии имеется изотоп In^{115} , который содержится в меньшем количестве (4,8%) и из которого образуется In^{114} . Последний имеет два периода полураспада. Один равен 72 сек и ему соответствует малое сечение захвата (2 барн), а другой равен 49 суткам и образуется с большим сечением захвата (56 барн). Зависимость величины сечения захвата от энергии приведена в приложении 8.

Йод. Йод применяется иногда в качестве детектора медленных нейтронов. Период его полураспада 25 мин, первый резонанс лежит при энергии 21 эв.

Золото. Золото имеет большое значение благодаря тому, что его сечение захвата в области тепловых нейтронов является хорошо установленным стандартом при измерениях потоков медленных нейтронов. Толщина используемой золотой фольги может изменяться в самых широких пределах. Активность золотой фольги можно определять $4\pi\beta$ -счетчиком или методом β — γ совпадений. Значение сечения, согласно самым последним данным, составляет

$98,5 \pm 0,7$ барн. Зависимость сечения захвата от энергии дана в приложении 8.

Основные свойства указанных радиоактивных индикаторов даны в табл. 1. 3.

Эффект Сцилларда—Чэлмерса [37—40]

Еще в первые годы развития нейтронной спектроскопии Сциллард и Чэлмерс открыли, что активность, наведенную нейтронами в йоде йодистого этила, можно концентрировать. Это может быть достигнуто экстрагированием радиоактивного йода путем встряхивания водного раствора, содержащего в качестве носителя свободный йод с последующим выделением последнего. Поглощение нейтрона с испусканием γ -кванта оказывается достаточным для разрыва химической связи между радиоактивным дочерним ядром и остальной частью молекулы. Самыми идеальными условиями являются такие, при которых отсутствует обмен между активным веществом (йодом) и неактивным веществом (йодистым этилом). Если предположить, что энергия связи нейтрона с $8 M_{\text{эв}}$ освобождается при испускании одного γ -кванта и масса ядра отдачи равна 100, то из законов сохранения энергии и импульса можно просто показать, что энергия ядра отдачи составляет 340 эв , что значительно больше средней энергии химической связи. Поэтому с первого взгляда можно ожидать, что эффективность процесса всегда равна 100%, хотя это имеет место отнюдь не всегда. Необходимо также обеспечить отсутствие рекомбинации между радиоактивными атомами и родительскими молекулами. Однако эффективность процесса Сцилларда—Чэлмерса может быть весьма высокой и при определенных благоприятных условиях может достигать 100%.

Эффект Сцилларда—Чэлмерса часто используется для обнаружения и оценки активности слабых источников нейтронов. Этот эффект был рассмотрен в нескольких обзорах [38—40]. При использовании эффекта Сцилларда—Чэлмерса наиболее часто применяются йодистый этил и марганец в виде NaMnO_4 или KMnO_4 , из которых осаждается MnO_2 , причем лучше всего использовать NaMnO_4 , так как под действием нейтронов калий сильно активируется.

1. 4. ДРУГИЕ РЕАКЦИИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ НЕЙТРОНАМИ. ЭНДОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РЕАКЦИИ. ПОРОГОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ [41—53]

Если при взаимодействии нейтрона с ядром энергия поглощается, а не выделяется, то такая реакция на медленных нейтронах энергетически невозможна, поэтому сечение реакции на тепловых нейтронах равно нулю. По мере того как энергия нейтрона возрастает, она достигает такого значения, при котором реакция уже энергетически возможна, но сечение еще пренебрежимо мало. По мере дальнейшего увеличения энергии достигается такое ее

значение, при котором сечение мало, но измеримо. Это значение энергии можно назвать *эффективным порогом*. При дальнейшем увеличении энергии нейтрона сечение обычно резко возрастает вблизи эффективного порога, а затем остается почти постоянным. При еще более высоких энергиях нейтронов становятся возможными другие реакции, которые начинают конкурировать с первой, так что сечение ее падает.

По аналогии с химическими процессами назовем эти реакции эндознергетическими, так как кинетическая энергия продуктов реакции меньше кинетической энергии первоначальных частиц на величину, равную энергии реакции. Это не распространяется на деление под действием быстрых нейтронов, например U^{238} , так как энергия падающего нейтрона составляет несколько $M_{\text{эв}}$, а энергия осколков деления около $160 M_{\text{эв}}$. Тем не менее деление в этих случаях возможно только на быстрых нейтронах, так как существует порог деления. Если энергия возбуждения составного ядра меньше этого порогового значения, то деление не может происходить. Следовательно, в рассматриваемом случае существует порог, обладающий такими же характеристиками, как и в случае эндознергетической реакции. По сравнению с другими пороговыми детекторами зависимость сечения детекторов из вещества, делящегося на быстрых нейтронах, от энергии нейтронов характеризуется резким порогом и плоским плато. Их свойства уже были даны в табл. 1. 2.

Возвращаясь к основным свойствам эндознергетических реакций, следует отметить, что непосредственная регистрация эндознергетической реакции весьма затруднительна, поэтому обычно измеряют радиоактивность продукта реакции. В данном случае имеют место те же самые соображения о пригодности радиоактивного продукта, что и в случае радиационного захвата. Радиоактивный продукт должен иметь подходящий период полураспада, чтобы активность после облучения могла измеряться, по крайней мере, в течение двух периодов полураспада. Это обстоятельство очень важно, так как в результате облучения в образце могут присутствовать другие активности. Необходимо, чтобы эффект радиационного захвата, который при наличии фона медленных нейтронов может быть значительным, был сведен до минимума либо за счет малого сечения радиационного захвата, либо за счет большой разницы периодов полураспада радиоактивных продуктов. Рассмотрим теперь некоторые характерные реакции.

1) (n, n'). Как указывалось Баршаллом [54], сечение возбуждения изомерных состояний определенных ядер (например Au^{197m} с периодом полураспада $7,5 \text{ сек}$ и In^{115m} с периодом полураспада $4,5 \text{ ч}$) относительно велико (порядка $\frac{1}{2}$ —1 барн). Изотопы Au^{197} и In^{115} можно использовать в качестве пороговых детекторов. Однако до сих пор они не применялись как пороговые детекторы, вероятно, потому, что оба имеют большое сечение радиационного захвата на тепловых нейтронах:

2) (n, p) (n, α). Эти реакции пригодны в области энергий от 1 до 4 Мэв, где сечение может быть порядка нескольких сотен мбэрн. Элементы, применяемые в данной области энергий, должны быть легкими, чтобы высокий кулоновский барьер не препятствовал испусканию заряженных частиц. Сечение реакции резко меняется с увеличением энергии из-за наличия резонансов у составных ядер. Эффективный порог значительно выше порога, теоретически вычисленного из значения масс, так как непосредственно за порогом энергия, имеющаяся у вылетающей частицы, еще недостаточна для преодоления кулоновского барьера. Энергия нейтрона, при которой становится заметным сечение реакции, зависит от резонансных эффектов. Практически эти пороговые детекторы применяются только для качественной оценки нейтронного потока. Зависимость эффективных сечений реакций $P^{31}(n, p)$, $Si^{31}(n, p)$ и $S^{32}(n, p)$ от энергии нейтрона показана в приложении 9, а основные свойства таких детекторов даны в табл. I. 4.

3) ($n, 2n$). В этой реакции ядром испускается нейтрон, поэтому порог соответствует энергии связи, умноженной на небольшой множитель, учитывающий движение центра масс системы. Выше порога сечение реакции обычно возрастает, образуя пологий максимум в области энергий выше пороговой на 3—5 Мэв, а затем падает в результате конкуренции. В приложении 10 даны примеры таких реакций, в частности, реакции $Cu(n, 2n)$. Свойства основных радиоактивных пороговых детекторов представлены в табл. I. 4.

Таблица I. 4а

(n, p), (n, α)-реакции

Ядро мишени	Период полураспада ядра-продукта	Вид излучения	Пороговая энергия, Мэв	Среднее сечение вблизи максимума, барн
O^{18}	N^{18} ; 7,3 сек	β^- , γ	12	0,09
Al^{27}	Mg^{27} ; 10 мин	β^- , γ	4	0,08
P^{31}	Si^{31} ; 2,7 ч	β^-	2	0,07
S^{32}	P^{32} ; 14 суток	β^-	2,5	0,25
Cl^{35}	P^{35} ; 14 суток	β^-	3	0,1

Таблица I. 4б

$n, 2n$ -реакции

Ядро мишени	Период полураспада ядра-продукта	Вид излучения	Пороговая энергия, Мэв	Среднее сечение вблизи максимума, барн
C^{12}	C^{11} ; 20 мин	β^-	22	0,2
Ni^{58}	Ni^{57} ; 35 ч	β^- , γ	13	1,1
Cu^{63}	Cu^{62} ; 10 мин	β^- , γ	12	0,9
Mo^{98}	Mo^{97} ; 15,5 мин	β^-	14	1,0
P^{32}	P^{31} ; 13 суток	β^- , γ	11	1,3
Tl^{203}	Tl^{202} ; 300 ч	β^- , захват	12	1,0

Следует признать, что оценки порогов и средних сечений вблизи максимума качественны и приблизительны. Более точные данные приведены в работах [55, 56].

При измерениях всплеск нейтронов высокой интенсивности в течение короткого времени обычные электронные детекторы могут перегружаться, тогда как пороговые детекторы можно использовать для оценки как потока нейтронов, так и его спектра. Такая аппаратура была описана Херстом и сотр. [57]. Для уменьшения поглощения тепловых нейтронов пороговые детекторы помещались в сферы из бора. Использовались следующие детекторы:

Тепловые нейтроны, золото (радиационный захват)
 Быстрые нейтроны: 1—750 кэв Pu^{239} (деление)
 750—1500 кэв Np^{237} (деление)
 1,5—2,5 Мэв U^{238} (деление)
 выше 2,5 Мэв $S(n, p)$

Пороговые детекторы были выбраны с таким расчетом, чтобы области чувствительности их не перекрывались.

Неупругое рассеяние нейтронов (14 Мэв) реакции $T(d, n)$ различными веществами исследовалось следующим образом. Пороговый детектор, например медь, облучался вблизи источника, который затем окружался средой из исследуемого вещества. Если единственной возможной реакцией в веществе является упругое рассеяние, то спектр выходящего из сферы нейтронного потока не будет изменяться и наведенная активность меди также останется без изменения. Если сечение неупругого рассеяния велико, т. е. если существует большая вероятность того, что нейтрон будет захватываться или будет уменьшать свою энергию, то активность меди существенно уменьшится. Подобный эксперимент был описан Фиалдисом с сотр. [58].

ЛИТЕРАТУРА

- Hughes D. J., Schwartz R. B. Neutron Cross sections, BNL 325, 2nd Ed. (1st July 1958).
- Hughes D. J. Neutron Cross sections. London and N. Y., 1957.
- Barschall H. H., Kanner M. H. Phys. Rev., **58**, 590 (1940).
- Barschall H. H., Wall M. Phys. Rev., **93**, 1062 (1954).
- Barschall H. H., Powell J. L. Phys. Rev., **96**, 713 (1954).
- Caplehorn W. F., Rundle G. P. Proc. Phys. Soc., **A-64**, 546 (1951).
- Brolley J. E., Fowler J. L. Rev. Mod. Phys., **28**, 103 (1956).
- Adair R. K., Okazaki A., Wall M. Phys. Rev., **89**, 1165 (1953).
- Allen W. D., Ferguson A. T. G., Roberts J. Proc. Phys. Soc., **A-68**, 650 (1955).
- Allred J. C., Armstrong A. H., Rosen L. Phys. Rev., **91**, 90 (1953).
- Tunncliffe P. R. Phys. Rev., **89**, 1247 (1953).
- Adair R. K. Phys. Rev., **86**, 155 (1952).
- Seagrave J. D. Phys. Rev., **92**, 1222 (1953).
- Bethe H., Livingstone M. S. Rev. Mod. Phys., **9**, 245 (1937).
- Bethe H., Ashkin J. Experimental Nuclear Physics, **1**, N. Y., 1953.
- Allison S. K., Warshaw S. D. Rev. Mod. Phys., **25**, 779 (1953).
- Bell R. E., Elliot L. G. Phys. Rev., **74**, 1869 (1948).

18. Bichsel H., Haig H., Huber P., Stebler A. Phys. Rev., **81**, 456 (1951).
19. Petree B., Johnson C. H., Miller D. W. Phys. Rev., **83**, 1148 (1951).
20. Frye G. M., Gammel J. H. Phys. Rev., **103**, 328 (1956).
21. James D. B., Kubelka W., Heiberg S. A., Warren J. B. Canad. J. Phys., **33**, 219 (1955).
22. Bunbury D. St. P., Devons S., Manning G., Towle J. H. Proc. Phys. Soc., **A-69**, 165 (1956).
23. Batchelor R., Aves R., Skyrme T. H. R. Rev. Scient. Instrum., **26**, 1037 (1955).
24. Bame S. J., Cubitt R. L. Phys. Rev., **114**, 1580 (1959).
25. Murray R. B., Schmitt H. W. Phys. Rev., Letters, **3**, 360 (1959).
26. Johnson C. H., Willard H. B., Bair J. H. Phys. Rev., **96**, 985 (1954).
27. Weddell J. B., Roberts J. H. Phys. Rev., **89**, 891 (1953).
28. Frye G. M. Phys. Rev., **93**, 1086 (1954).
29. Sanders J. E., Harvey J. A. Progress in Nuclear Energy, Series I, **1**, London, 1956.
30. Allen W. D., Henkel R. L. Progress in Nuclear Energy, Series I, **II**, London, 1957, pp. 1—50.
31. Gillespie A. B. Signal Noise and Resolution in Nuclear Counter Amplifiers. London, 1953.
32. Россн В., Штауб Г. Ионизационные камеры и счетчики. М., Изд-во иностр. лит., 1951.
33. Strominger D., Hollander J. M., Seaborg G. T. Rev. Mod. Phys., **30**, 2, part 2 (April 1958).
34. Mittelman P. S., Liedtke R. A. Nucleonics, **13/5**, 50 (1955).
35. Bogaardt M., Haig W., Pelser J. J.E.N.E.R., **21** (1953).
36. Cohen R., Barloutaud R. Comptes Rendus, **238**, 2413 (1954).
37. Szilard L., Chalmers T. A. Nature, **134**, 462 (1934).
38. McKay H. A. C. Prog. Nucl. Phys., London, 1950.
39. Edge R. D. Austral. J. Phys., **9**, 429 (1956).
40. Collie C. H., Shaw P. F. D. J. Chim. phys., **48**, 198 (1951).
41. Brolley J. E., Fowler J. L. Rev., Mod. Phys., **28**, 103 (1956).
42. Cohen B. L. Nucleonics, **8/2**, 29 (Feb. 1951).
43. Kiehn R. M. Nuclear Shielding Study. No. 8, M. I. T. Laboratory for Nuclear Science and Engineering Technical Report, No. 40 (1950).
44. Ebel A. A., Goodman C. Phys. Rev., **93**, 197 (1954).
45. Martin H. C., Diven B. C., Taschek R. F. Phys. Rev., **93**, 199 (1954).
46. Ricamo R. Nuovo-Cimento, **8**, 383 (1951).
47. Hurliman T., Huber P. Helv. phys. acta, **28**, 33 (1955).
48. Adler H., Huber P., Haig W. Helv. phys. acta, **26**, 349 (1958).
49. Brolley J. E., Fowler J. L., Schlacks. Phys. Rev., **88**, 618 (1952).
50. Sharpe J., Stafford G. H. Proc. Phys. Soc., **A-64**, 211 (1951).
51. Martin H. C., Diven B. C. Phys. Rev., **86**, 565 (1952).
52. Kelly E. L., Wiegand C. Phys. Rev., **73**, 1135 (1948).
53. Gittings H. T., Barschall H. H., Everhart G. G. Phys. Rev., **75**, 1610 (1949).
54. Barschall H. H. Encyclopaedia of Physics, **XLV**. Berlin, 1958, p. 437.
55. Martin H. C. Phys. Rev., **93**, 498 (1954).
56. Martin H. C., Taschek R. F. Phys. Rev., **89**, 1302 (1953).
57. Hurst G. S., Harter J. A., Hensley P. N., Mills W. A., Slater M., Reinhardt P. W. Rev. Scient. Instrum., **27**, 153 (1956).
58. Phillips D. D., Davis R. W., Graves E. T. Phys. Rev., **88**, 600 (1952).

ГЛАВА II

ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

В главе рассматриваются основные принципы и особенности четырех главных методов регистрации нейтронов. Более подробно эти методы описаны в работах [1—5].

II. 1. ИОНИЗАЦИОННАЯ КАМЕРА

Рассмотрим ионизационную камеру с параллельными пластинами, наполненную газообразным соединением бора. Нейтрон захватывается ядром бора, а треки α -частицы и Li^7 лежат между

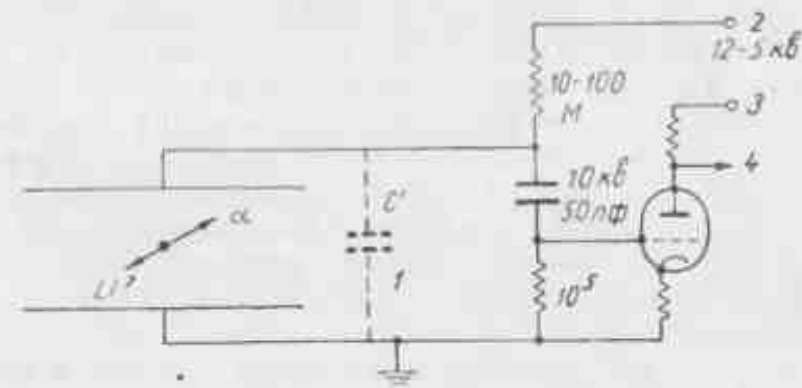


Рис. II. 1. Схема ионизационной камеры.

1 — земля; 2 — электродная обмотка, 10 мкФ; 3 — пластина клемм; 4 — пластина усилителя; 5 — выходной полюс.

пластинами, как показано на рис. II. 1. Чтобы определить величину заряда, собирающегося на пластинах под действием приложенного к пластинам напряжения, и изменение этого напряжения в результате собирания заряда, предположим, что в реакции образуется одна частица с энергией 2,4 Мэв и что энергия, необходимая для образования одной пары ионов, равна 32 эв. Тогда число образованных пар ионов приблизительно равно

$$\frac{2,4 \cdot 10^6}{32} = 75.000,$$

а заряд, собирающийся на пластинах, будет равен

$$7,5 \cdot 10^4 \times 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ электростат. ед.} = \\ = 3,6 \cdot 10^{-5} \text{ электростат. ед.} \approx 10^{-14} \text{ к.}$$

Если пластины таковы, что емкость между ними C' равна $10 \text{ пф} = 10^{-11} \text{ ф}$, то изменение напряжения на пластинах составляет 1 мв . Отсюда ясно, что регистрация отдельных импульсов требует значительного усиления напряжения. Если же ток камеры измеряется простым прибором, то может быть зарегистрирована лишь очень большая интенсивность излучения.

Выше предполагалось, что все электроны и ионы собираются полностью и мгновенно. Практически это неосуществимо, поэтому ниже рассмотрены условия, при которых такое положение достигается хотя бы приблизительно.

Поведение свободных ионов и электронов в газах [6, 7]

Средний свободный путь молекулы в газе при нормальных условиях равен приблизительно 10^{-5} см , средний свободный путь иона и электрона малой энергии приблизительно того же порядка. Поэтому прежде чем электроны или положительные ионы, образованные быстрой заряженной частицей, возникшей при ядерной реакции, достигнут пластин ионизационной камеры, они должны испытать большое число соударений с молекулами газа в камере.

Рассмотрим сначала электроны. Так как электрон очень легкая частица, его средняя скорость в направлении приложенного поля довольно велика. Средняя скорость зависит от приложенного электрического поля X и от среднего свободного пути, который обратно пропорционален давлению p . В приложении II графически показана зависимость скорости электронов в ряде газов, обычно применяемых в счетчиках, от величины X/p . Практически скорость электронов приблизительно равна 10^7 см/сек , хотя в различных газах и при разных условиях она может меняться от 10^6 до 10^8 см/сек . Среднее время, необходимое электрону для прохождения расстояния между пластинами ионизационной камеры в 1 см , составляет $0,1 \text{ мксек}$.

Положительные ионы, возникающие в газе вдоль пути быстрой заряженной частицы, во много раз тяжелее электронов и движутся значительно медленнее. Они проходят камеру за время, равное примерно 1 мксек . Сначала в приборах, применяемых для регистрации нейтронов, стремились собирать как положительные, так и отрицательные заряды, образованные в газе. При этом возникал ряд трудностей, например, постоянная времени усилителя должна была быть большой, что приводило к заметному микрофонному эффекту и наводкам от высших гармоник переменного напряжения. Поэтому современные регистрирующие приборы основаны почти исключительно на собирании электронов.

Возвращаясь к прохождению электронов через газы, следует отметить, что после соударения электрон может рассеяться в любом направлении. В системе отсчета, движущейся со скоростью дрейфа электрона, последний будет представляться частицей, хаотически меняющей направление движения в результате последовательных упругих соударений. В одноатомных газах, например в аргоне, энергия такого хаотического движения может быть очень большой, в 300 раз больше тепловой энергии атомов газа. В аргоне для очень медленных электронов сечение соударения очень мало (эффект Рамзауэра), и очень медленные электроны проходят через газ, испытывая небольшое число соударений. Однако по мере того как энергия хаотического движения возрастает, поперечное сечение резко увеличивается, и электрон начинает испытывать значительно большее число соударений. Поэтому средняя скорость дрейфа уменьшается. Однако если к аргону добавить небольшое количество многоатомного газа, например CO_2 , то при соударении с молекулой CO_2 электрон может претерпеть неупругое рассеяние, в результате которого энергия электрона перейдет в энергию вращения или колебания молекулы. В результате энергия хаотического движения электрона значительно понизится и скорость дрейфа возрастет. Поэтому добавление многоатомных газов (таких, как CO_2 , в камеры, наполненные А или He^3 , или CH_4 в камеры, наполненные II) весьма распространено.

Насыщение [8—9]

В очень чистом инертном газе вероятность захвата электрона нейтральными атомами газа весьма мала. К сожалению, очень трудно обеспечить высокую чистоту газа в счетчике. Концентрация таких примесей, как кислород и водяные пары, должна быть меньше, чем 10^{-7} . Даже если счетчик имеет совершенные вакуумные уплотнения, должны быть приняты меры, чтобы примеси, поглощенные стенками счетчика и выделяемые в счетчик, не влияли на его работу. Следует отметить, что вероятность захвата электрона кислородом резко изменяется с энергией электрона (Уилкинсон [3]). Если энергия электрона мала ($0,1 \text{ эв}$), то вероятность захвата велика, в то время как при энергии порядка 1 эв вероятность захвата сильно уменьшается. Поэтому для того, чтобы убедиться, что захвата электронов не происходит, обычно изменяют напряжение на счетчике. При низком напряжении очень небольшое количество примесей будет влиять на работу счетчика, и амплитуда импульса счетчика будет расти с увеличением напряжения. При более высоком напряжении потери, обусловленные прилипанием электронов, становятся малыми и постоянными, так что при дальнейшем увеличении напряжения амплитуда импульса остается постоянной. Это явление называется насыщением. При насыщении прилипание электронов к примесям минимально

и постоянно. Однако эффект насыщения существует главным образом в тех случаях, когда должен быть точно определен спектр импульсов, так как прилипание электронов искажает форму спектра. Например, при измерении потока или спектра нейтронов с помощью пропорциональных счетчиков, наполненных N_2 или He^3 , важно, чтобы эффект образования отрицательных ионов был малым. Во многих случаях влияние прилипания электронов не особенно существенно. Приведем два примера.

1. Прилипание электронов не влияет заметно на результат, если измеряется постоянный ток при небольшом давлении газа в счетчике и малой скорости счета. Это объясняется тем, что при измерении полного тока собираются все отрицательные заряды независимо от того, являются ли они электронами или отрицательными ионами. Если же скорость счета велика или велико давление газа, то может происходить рекомбинация ионов, образованных либо различными частицами (большая скорость счета), либо одной и той же частицей (высокое давление). Это происходит потому, что вероятность рекомбинации положительного и отрицательного иона весьма велика, несмотря на небольшую вероятность рекомбинации электрона и тяжелого положительного иона.

2. Очень часто нейтроны регистрируют с помощью ионизационной камеры, покрытой изнутри бором или делящимся веществом. При этом полезные импульсы довольно велики по сравнению с любыми посторонними импульсами, обусловленными, например, электронами, выбиваемыми γ -лучами, или шумами усилителя. Проблема насыщения и образования отрицательных ионов не серьезна, если не важно измерение спектра, и уровень дискриминации установлен так, чтобы отделить импульсы шумов и γ -лучей.

Несмотря на все сказанное выше, Факкини и Мальвиккини [10] утверждают, что примесь даже 0,3% кислорода в смеси аргона с 4% азота не приводит к заметному прилипанию электронов. Можно предположить, что при этих экспериментальных условиях энергия хаотического движения электронов в азотно-аргонной смеси такова, что резонанс захвата электрона кислородом не достигается. Однако использование кислорода в качестве составной части наполнителей счетчиков не рекомендуется, и для получения удовлетворительных результатов желательно производить очистку газов перед наполнением.

Зависимость тока счетчика от приложенного к нему напряжения ниже потенциала насыщения была использована Мак-Крири и Байардом [11] при изготовлении нейтронного счетчика с борным покрытием с регулируемой компенсацией γ -лучей. Если необходимо измерить слабый поток нейтронов от реактора, в котором в результате предыдущей работы может быть значительный остаточный поток γ -лучей, то можно взять два одинаковых счетчика — один с борным покрытием, а другой без борного покрытия — и измерить разность токов, которая будет обусловлена нейтронным

потоком. Принципиальная схема такой установки изображена на рис. II. 2. Измеряемой величиной является средний ток на сигнальный электрод, куда при отсутствии нейтронов поступает одинаковое число положительных и отрицательных зарядов, идущих с обеих сторон и обусловленных потоком γ -лучей. Этот метод очень прост, но практическая трудность заключается в изготовлении двух счетчиков с совершенно эквивалентными объемами. Мак-Крири и Байард обошли эту трудность, изменяя напряжение на одном из счетчиков, устройство которого описано ниже. Если этот счетчик работает при напряжении ниже напряжения насыщения, то ток через него изменяется с изменением

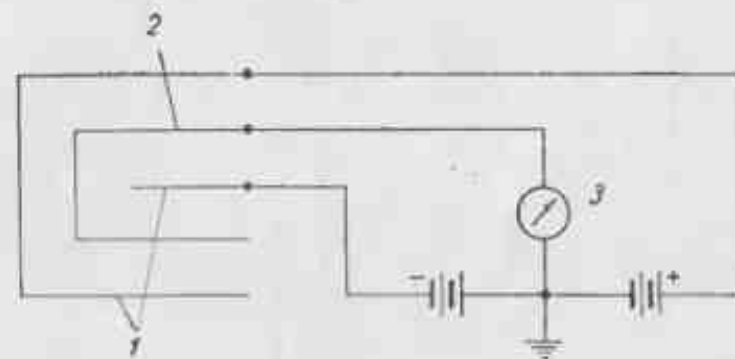


Рис. II. 2. Схема компенсированной ионизационной камеры:

1 — высоковольтный электрод; 2 — сигнальный электрод; 3 — ионизационный ток.

напряжения, и с помощью такого рода регулировки можно точно скомпенсировать вклад потока γ -лучей и расширить область чувствительности к нейтронам. Можно ожидать, что степень компенсации будет медленно меняться со временем.

В заключение рассмотрим несколько чисто практических вопросов.

Утечки и пробой в камерах. Большинство ионизационных камер работают при напряжении от 200 до 4000 в. Камеры высокого давления требуют напряжения до 20 000 в. Как уже говорилось, изоляция в счетчике должна быть очень хорошей, и все эффекты, обусловленные утечками и пробоями, должны быть сведены к минимуму. Одним из источников подобного рода пробоев является собирающий электрод камеры. На рис. II. 3 показано, что для устранения пробоев и утечки с собирающего электрода часто используются охранные кольца. Если напряжение, которое нужно приложить к камере, не очень велико, то для устранения утечки можно батарею смонтировать внутри камеры, как это показано на рис. II. 3, в. Другими источниками пробоев и утечек являются изоляторы вводов. Поэтому к выбору материала изоляторов следует подходить очень серьезно. В книге Уилкинсона [13] приведен список материалов, которые удобно применять для этой

цели. Если для очистки стенок всю камеру можно подвергнуть отжигу, то в металлических стенках рекомендуется делать стеклянные вводы. Хорошие результаты дают вводы из кварца, впаиваемые в инвар. Можно применять также органические изоляторы, например полистирол; они обладают тем преимуществом, что хорошо обрабатываются механически. Однако они могут быть источником загрязнений газа. Если органические вещества применяются в большом количестве, то они будут заметно замедлять быстрые нейтроны. Тефлон (политетрафторэтилен) — хороший

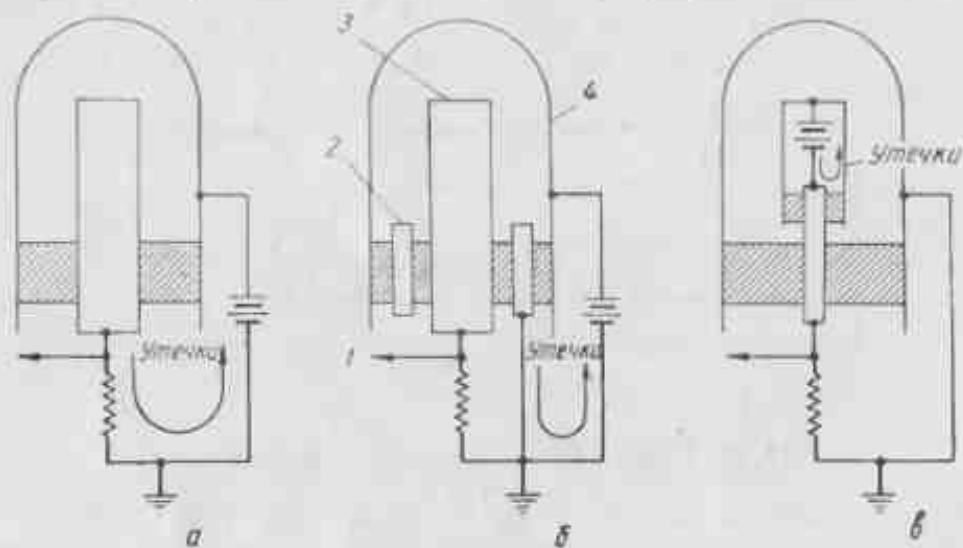


Рис. II. 3. Способы устранения утечек в камерах:

а — камера без охранного колца; б — камера с охранным колцом; 1 — сигнал; 2 — охранный колцо; 3 — коллектор; 4 — кожух; в — камера с помещенной внутри батареей.

изолятор: он инертен, не содержит водорода и хорошо обрабатывается механически. Однако в процессе изготовления он поглощает заметное количество газа, и поэтому должен быть хорошо обезгажен. Переходный конденсатор, который обычно ставится между первым каскадом усилителя и собирающим электродом, находящимся под высоким напряжением, должен выдерживать постоянное напряжение в два или три раза больше рабочего напряжения. Все острые концы и края внутри и вне камеры должны быть сглажены. Так как в большинстве камер имеются электроды обеих полярностей, а вероятность пробоя резко возрастает с увеличением напряжения, то иногда практически полезно делить напряжение на камере пополам. Например, напряжение между электродами в 10 кВ можно получить, подав на электроды +5 и -5 кВ. Количество соединяющих проводников, находящихся под высоким напряжением вне камеры, должно быть сведено до минимума, и, если это возможно, вся система высокого напряжения должна быть герметически изолирована. Иногда в местах, опасных в отношении утечек вне камеры, может применяться

также церезин, хотя интенсивное использование церезина или полиэтилена на электродах может увеличить число медленных нейтронов вблизи счетчика, регистрирующего быстрые нейтроны.

Техника очистки. Конструкции счетчиков зависят от индивидуальных вкусов. Очистка материалов всегда полезна, и удаление, насколько это возможно, всех загрязнений — единственный путь, обеспечивающий надежную работу счетчика. Кислород и водяные пары захватывают электроны и образуют медленно движущиеся отрицательные ионы, легко рекомбинирующие с положительными ионами. В любом случае такие заряды теряются для быстрой электронной системы. Поэтому счетчик должен иметь не только совершенные вакуумные уплотнения, но должен быть, если это возможно, полностью обезгажен путем отжига. Водяные пары, абсорбированные стенками, загрязняют не только газ, но являются источником нежелательных протонов отдачи в счетчике. Эту трудность можно в значительной степени обойти путем покрытия внутренних стенок платиной или золотом, для которых поглощение водяных паров относительно мало, однако в этом случае счетчик нельзя обезгаживать при температуре выше 150° С. К выбору растворителей, применяемых для промывки счетчика и его изоляторов, следует также подходить осторожно. Хлор и его соединения сильно поглощают электроны, так что счетчик, который был промыт четыреххлористым углеродом или трихлорэтиленом, вряд ли будет работать удовлетворительно. Отжиг — не единственный способ обезгаживания камеры. Ависом и Бэтчелором был предложен счетчик для спектрометра, наполненный He^3 , в котором кварцевые изоляторы были зацементированы в инваровых держателях с помощью «Аральдита». Подобные конструкции описывались многими авторами. Если в силу необходимости приходится пользоваться такой конструкцией, то материал для цемента должен иметь пренебрежимо малое давление паров и счетчик обезгаживается путем длительной откачки.

Если эксперимент продолжается длительное время и требует, чтобы счетчик имел разборную конструкцию, то следует избегать резиновых уплотнителей. Часто такие уплотнители выделяют большое количество паров, которые приводят к серьезному ухудшению работы счетчика приблизительно после недельной эксплуатации. Счетчик собирается так, чтобы соединения могли легко спаиваться и вновь расплавляться. Иногда в соединениях успешно применяется индий в виде проволоки или листа или медные кольца, покрытые индием (кольца Уиллса). В последнее время все более популярными в вакуумной технике становятся другие металлы-уплотнители (Cu, Al). Однако применение их в нейтронных счетчиках связано с тем недостатком, что для них требуются тяжелые фланцы, которые могут рассеивать нейтроны.

Обеспечивая чистые условия внутри счетчика, необходимо обеспечить и чистоту наполняющего газа. Это достигается несколькими способами.

Водород. Водород можно получить из жидкого водорода или из древесного угля, охлажденного жидким воздухом или (предпочтительно) при выделении из пирофорного урана, который может поглощать водород, образуя UH^2 (приблизительно 10 см^2 пирофорного урана может поглощать 6 л водорода при нормальных условиях).

Углеводороды (CH_4 , C_2H_6 , C_3H_8 и т. д.). Углеводороды высокой чистоты могут быть получены путем длительной фракционной перегонки. Остатки кислорода и водяных паров удаляются при их выдерживании в стеклянных баллонах, на стенках которых осажден натрий.

Инертные газы (Ar, Ne). Эти газы удобно хранить в сосудах, имеющих боковую трубку, содержащую кальций или магний, которые можно нагревать до 300°C . В результате тепловой конвекции происходит циркуляция и очистка газа.

Углекислый газ. Углекислый газ можно хранить в стеклянных баллонах, имеющих натриевое покрытие, но для большинства практических целей CO_2 достаточно высокой чистоты можно получить при испарении сухого льда и повторного фракционирования в ловушках, охлаждаемых жидким воздухом.

Эффект индукции

Пусть пара ионов (рис. II. 4, а и б) образовалась вблизи одной пластины ионизационной камеры с емкостью C . В течение примерно 1 мксек электрон достигнет положительного электрода.

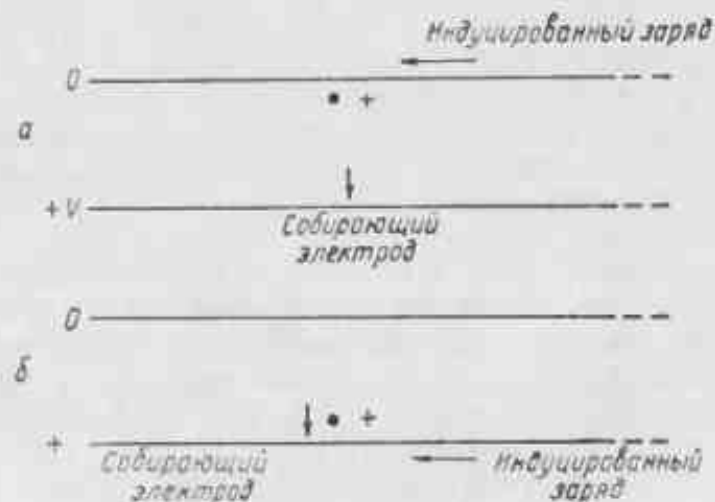


Рис. II. 4. Влияние эффекта индукции заряда на электродах.

Положительный ион достигнет отрицательного электрода приблизительно через 1 мксек . Полное изменение напряжения при этом на счетчике составит $-e/C$. Однако «медленные» счетчики имеют серьезные недостатки, поэтому в настоящей книге рассматри-

ваются в основном «быстрые» счетчики, которые работают с постоянной времени порядка нескольких микросекунд. Если при этих условиях (рис. II. 4, а) пара ионов образуется вблизи отрицательного электрода, то заряд, индуцированный положительным ионом на положительном электроде, мал. На отрицательном электроде индуцируется заряд, приблизительно равный $-e$. Когда заряд $-e$ достигает положительного электрода, полное изменение напряжения на счетчике приблизительно составляет $-e/C$. На рис. II. 4, б показан случай, когда положительный ион находится вблизи положительного электрода. Электрон идет на положительный электрод. Положительный ион на этом же электроде индуцирует заряд приблизительно $-e$. В результате электрон, достигая электрода, связан близостью положительного иона, так что изменение напряжения на счетчике будет мало. Изменение напряжения на счетчике связано с работой, проделанной движущимся электроном.

В зависимости от того, где образуется пара ионов в камере, напряжение, возникающее на счетчике, может меняться от нуля до максимального значения. Например, камера с параллельными пластинами, наполненная BF_3 и облучаемая тепловыми нейтронами, будет давать дифференциальный спектр импульсов, который простирается от нуля до максимального значения. Эффекты индукции, особенно при регистрации α -частиц, подробно рассматривались Россом и Штаубом [2] и Уилкинсоном [3].

Эффекты индукции можно устранить или свести до минимума несколькими способами.

Твердые источники. Если источник заряженных частиц — твердое вещество (например, В в потоке тепловых нейтронов), то покрывать им можно только отрицательный электрод, а давление в счетчике нужно повысить настолько, чтобы длина пробега была мала по сравнению с расстоянием между электродами.

Сетка Фриша. Для тонкого твердого излучателя можно устранить эффекты индукции, применяя остроумный метод, предложенный Фришем [12]. α -Частицы (рис. II. 5) испускаются твердым излучателем (тонкий слой бора, облучаемый медленными нейтронами), расположенным вблизи отрицательного электрода ионизационной камеры с параллельными пластинами. Пробег α -частиц приблизительно равен половине ширины камеры. В обычной камере в результате эффектов индукции величина импульсов, соответствующих α -частицам, идущим под разными углами, будет зависеть от направления движения α -частицы. Если теперь вблизи

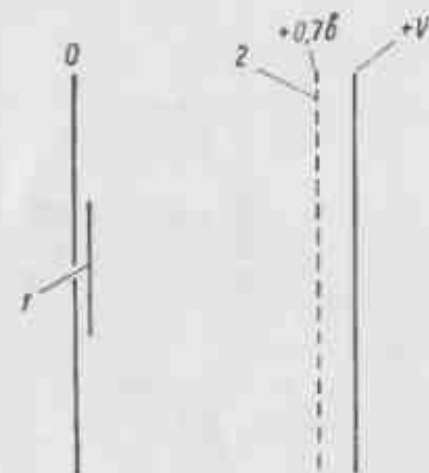


Рис. II. 5. Сетка Фриша: 1 — радиатор; 2 — сетка.

положительного электрода поместить сетку из тонкой проволоки, на которую подано напряжение, приблизительно равное полному положительному напряжению, то поле вблизи этой сетки будет таким, что большинство электронов, образовавшихся в результате ионизации, будет проходить через сетку и собираться на положительном электроде (пропускание сетки в зависимости от разных условий исследовалось Бунеманном, Крэншоу и Харвеем [13]). Заряд же, индуцированный медленно движущимися положительными ионами, будет возникать на сетке, так что величина импульса

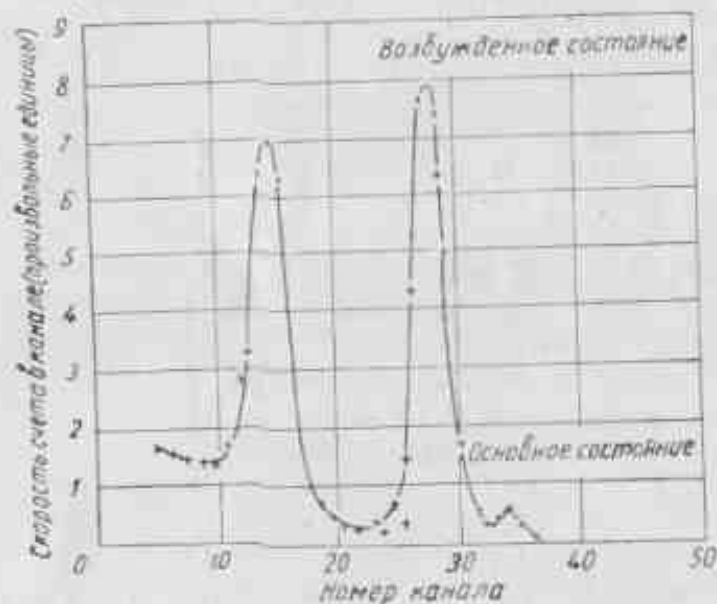
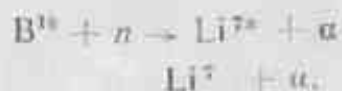


Рис. II. 6. Спектр импульсов, обусловленных тепловыми нейтронами в борной ионизационной камере с сеткой и покрытием из B^{10} .

будет оставаться постоянной, приблизительно равной максимальной величине импульса в такой же камере без сетки.

Такие счетчики были сконструированы Рэфлом [14] для изучения сечений деления под действием тепловых нейтронов. Борная пленка наносилась на пластины из алюминия, на которые B^{10} осаждался в электромагнитном сепараторе. На рис. II. 6 показан интегральный спектр импульсов этого счетчика, полученный Рэфлом. Как упоминалось выше, реакция захвата нейтронов бором состоит из реакций



поэтому следует ожидать, что в спектре будут наблюдаться четыре группы частиц (две группы α -частиц, Li^7 и Li^{7*}). Это ясно видно на рис. II. 6, за исключением того, что две группы лития здесь не разрешены.

Сетки Фриша находят применение в счетчиках Перезона и Дардена. Однако применение сеток Фриша даст удовлетворительные

результаты только в специальных случаях регистрации нейтронов.

Цилиндрическая ионизационная камера. Импульс напряжения, возникающий на ионизационной камере при прохождении через нее электрона при покоящемся положительном поле (см. рис. II. 4, а и II. 4, б), связан с работой, производимой над электроном приложенным полем. В цилиндрической ионизационной камере с центральным положительным электродом малого радиуса (рис. II. 7) электрическое поле, меняющееся как $1/r$, в большей части счетчика слабое, так как наибольшее падение напряжения имеет место в непосредственной близости к центральной нити. Поэтому работа, производимая полем над электроном, возникающим в результате ионизации, будет приблизительно постоянной во всем объеме счетчика и величина импульса

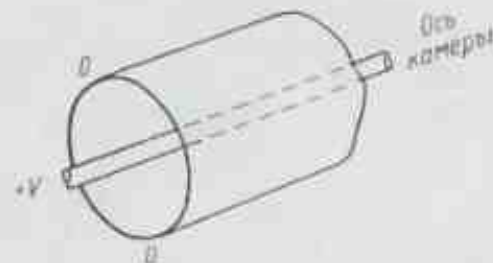


Рис. II. 7. Схема цилиндрической ионизационной камеры.

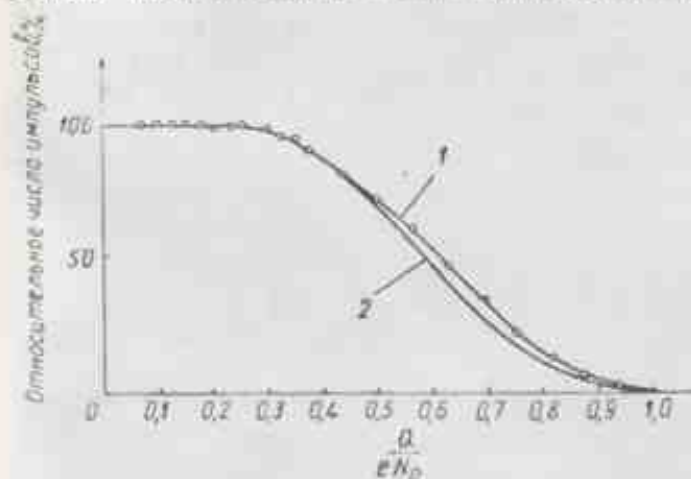


Рис. II. 8. Амплитудное распределение импульсов в цилиндрической ионизационной камере, наполненной BF_3 .

1 — экспериментальный кривая для $d = 525$ мм рт. ст.;
2 — теоретический кривая для $d = 320$ мм рт. ст.

не будет зависеть от положения следов ионизирующих частиц в счетчике. Описание таких камер дано Ларсоном и Тэйлором [15], которые сконструировали счетчик, наполненный BF_3 , для прецизионных измерений нейтронных источников. Камера Ларсона имела внешний диаметр 1,2 см, центральным анодом являлась платиновая проволока диаметром 1 мм. Счетчик наполнялся BF_3 при различных давлениях. Он применялся для измерения потока медленных нейтронов в водяной ванне. Ионизирующие частицы могли возникать в любой точке счетчика. Ларсоном был вычислен спектр импульсов, который ожидается при этих условиях. Полученные им экспериментальные кривые приведенные на рис. II. 8, довольно хорошо согласуются с расчетными. Влияние бора, поглощенного стенками, определялось путем наполнения камеры аргоном. Когда была введена поправка на этот эффект, то скорость счета оказалась пропорциональной давлению.

Некоторые ионизационные камеры, применяемые на практике

Росси и Штаубом описаны ионизационные камеры, применяемые для изучения спектра протонов отдачи. Однако их использование в этом направлении ограничено тем, что они не имеют внутреннего усиления, вследствие чего уровень шума, обусловленный электроникой, обычно соответствует уровню 0,1 Мэв. Чаще используются камеры, имеющие покрытие из бора или делящегося вещества. В этих камерах величина импульса значительно превосходит импульсы, обусловленные шумами или электронами от γ -лучей.

Широкое применение находят счетчики Мак-Крири и Байярда. Лауде дал описание [16] специального счетчика медленных нейтронов для использования его с кристаллическим спектрометром, в котором для хорошего углового разрешения требовался счетчик с геометрически малым поперечным сечением, но с большой эффективностью. Это достигалось применением ряда тонких алюминиевых пластинок, покрытых бором, как и счетчиках с делящимся веществом. Эффективность счетчика сильно зависит от числа пластинок и от толщины борных пленок на пластинках. Если толщина борных пленок велика, то многие продукты реакции теряют в них большую часть энергии и не регистрируются, так что эффективность становится низкой, а плато счетчика, если он вообще его имеет, очень небольшим. Если толщина борных пленок мала, то много нейтронов теряется в результате рассеяния в алюминии. В счетчике Лауде были выбраны оптимальные условия для этих эффектов и получена эффективность 24%. Теоретическая эффективность, вычисленная при пренебрежении рассеянием в алюминии, составляла 50%. Чувствительный объем счетчика составлял $0,4 \text{ см}^2$ при длине 5,7 см. Счетчики такого типа описаны в работах [17, 18].

В Англии применяется стандартная камера с борным покрытием типа TQT. Описание камеры дается Джекуэсом с сопр. [19]. Подобная же камера с BF_3 в качестве наполнителя описывается Тейлором и Шарпом [20]. На рис. II. 9 показан продольный разрез камеры. Эта камера, за исключением системы изоляторов, полностью сконструирована из алюминия, который имеет малое сечение захвата нейтронов. Бор в виде аморфного порошка наносится на электроды. Окончательно собранная камера наполняется чистым аргоном до 700 мм рт. ст. При таком давлении и при данном расстоянии между электродами вся энергия, выделяющаяся в реакции $\text{B}^{10} (n, \alpha)$, полностью поглощается в газе камеры.

Камера с параллельными пластинами с компенсацией γ -лучей описана Джекуэсом и др. Схема компенсации в основном такая же, как и в счетчике Мак-Крири и Байярда, за исключением того, что вместо цилиндрических электродов применяется набор параллельных пластин. В счетчике нет плавной регулировки. Подобный счетчик конструкции Френча [21] имеет простое устройство

(рис. II. 10), обеспечивающее плавную регулировку компенсации.

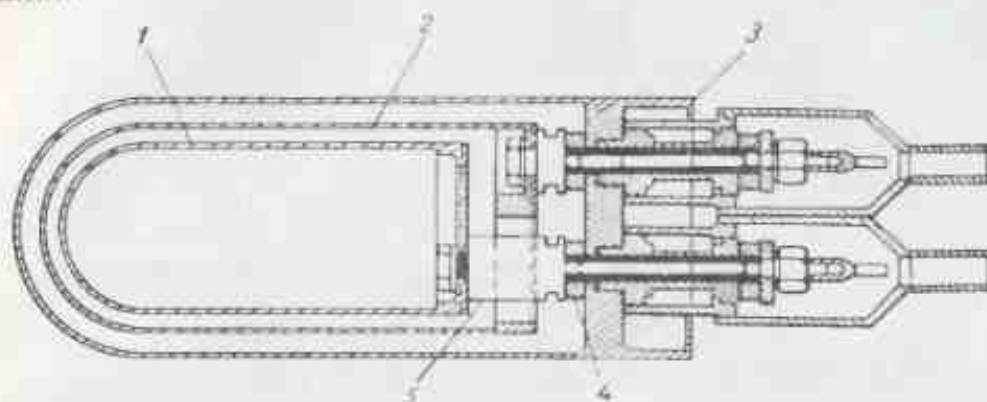


Рис. II. 9. Продольный разрез ионизационной камеры типа TQT.

1 — коллектор; 2 — высоковольтный электрод, покрытый бором; 3 — центральный штырь; 4 — вакуумное кольцо; 5 — стальной ввод.

Широко применяются ионизационные камеры, электроды которых покрыты делящимся веществом [22—24]. Так как средняя

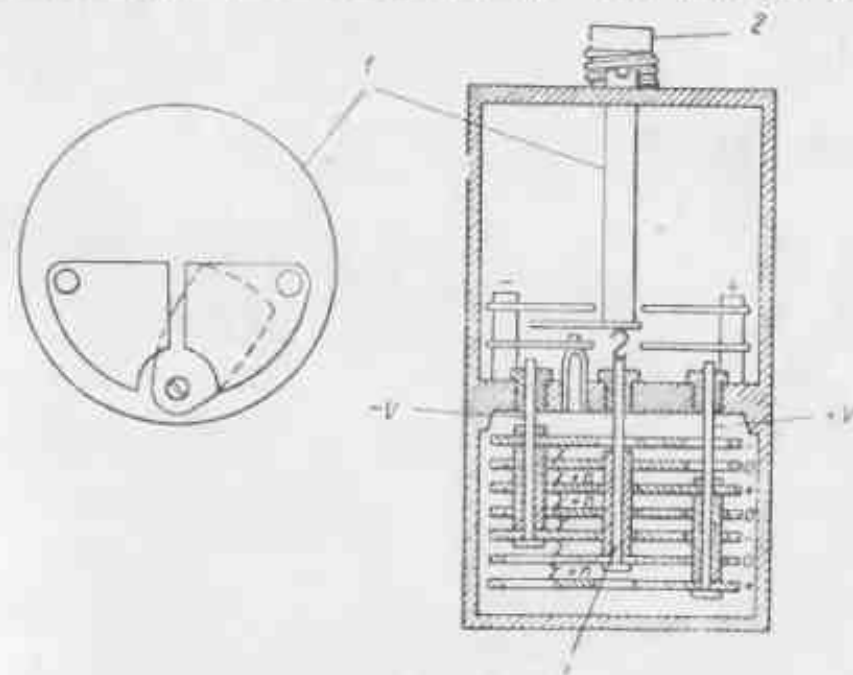


Рис. II. 10. Схема компенсированной камеры с параллельными пластинами.

1 — регулировка коэффициента компенсации; 2 — вывод; 3 — коллектор.

энергия осколков деления очень велика (приблизительно 80 Мэв), то эти камеры можно применять в присутствии большого потока γ -лучей. В камерах деления, как и в камерах с борным покрытием, имеется предел толщины покрытия, соответствующий приблизительно $1-2 \text{ мг/см}^2$. Если осколок деления испускается

в направлении a (рис. II. 11), то он вылетает почти с полной энергией, в то время как осколки, испускаемые в направлении b , теряют часть энергии, и величина импульса может оказаться ниже порога дискриминатора, так что такие осколки не будут зарегистрированы счетной системой. Так как число частиц типа b

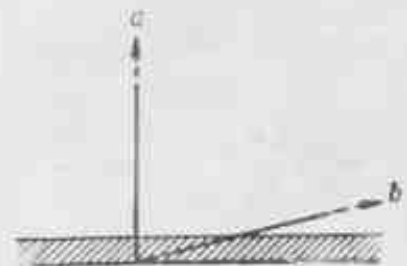


Рис. II. 11. След частицы, вылетающей из твердого радиатора.

значительно превышает число частиц типа a вследствие того, что телесный угол в первом случае значительно больше, то этот эффект становится заметным уже при толщине делящегося слоя, равной 1 мг/см^2 , что значительно меньше полного пробега осколков деления в рассматриваемом веществе (10 мг/см^2).

В тех случаях, когда требуется максимальная эффективность, в камерах применяют пластины, покрытые делящимся веществом с двух сторон и по-

очередно соединенные с положительным и отрицательным электродами (рис. II. 12). Подобные камеры описываются Холмсом с сотр. [25] и Лауде. В конструкции, изображенной на рис. II. 12, a , импульсы от осколков деления, вылетающих из положительных пластин и движущихся почти параллельно

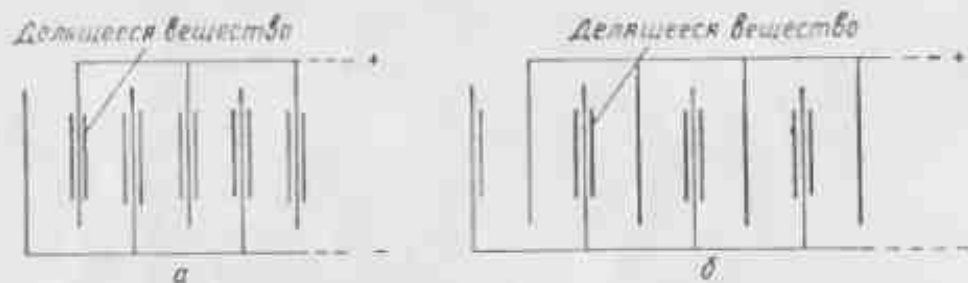


Рис. II. 12. Схема устройств счетчиков, имеющих покрытие из делящегося вещества.

a — делящееся вещество нанесено на обе пластины; b — делящееся вещество нанесено только на отрицательные пластины.

пластинам, малы вследствие влияния эффектов индукции. Таким образом, выигрыш в эффективности невелик, а ухудшение плато заметное. Система, показанная на рис. II. 12, b , даст более удовлетворительные результаты. В данном случае эффекты индукции сведены к минимуму.

Известно три типа камер с покрытием из делящегося вещества. Первый тип — спиральная камера Брайта, описанная Россен и Штаубом. Делящееся вещество наносится на обе стороны двух длинных полос алюминиевой фольги. Затем полосы, разделенные нейлоновой нитью, сворачиваются в спираль. Этим достигается большая плотность делящегося вещества, хотя такая конструкция довольно сложна при изготовлении.

Второй тип счетчика, рассмотренный Россен и Штаубом [1], был сконструирован Алленом и Фергусоном [26] и Эриксоном с сотр. [27]. В этом счетчике ряд пластинок монтируется на трех стойках (в счетчике Эриксона на двух). Другой набор пластин монтируется на трех других стойках, которые сдвинуты относительно первых на 60° . Пластины изолированы друг от друга и попеременно соединены с собирающим и высоковольтным электродами. В счетчик такой конструкции с объемом камеры 15 см^3 можно загрузить несколько сот миллиграммов делящегося вещества.

Конструкция такой камеры относительно проста и вполне надежна. Плато камеры Аллена и Фергусона таково, что скорость счета изменяется приблизительно на 2% при изменении напряжения смещения в рабочей области на 10%. Счетчик был нагружен U^{235} .

Третий тип счетчика описан Эйасом с сотр. [28], а его электрические характеристики — Холмсом с сотр. [25]. Делящееся вещество наносится на обе стороны хорошо калиброванных никелевых трубок разного диаметра. Трубки монтируются на никелевых кольцах. Два набора таких трубок устанавливаются так, чтобы они могли вставляться один в другой (рис. II. 13). Расстояние между соседними трубками составляет 0,5 мм. Время собирания электронов в таком счетчике должно быть меньше 0,1 мксек. Одна из систем никелевых колец монтируется на изоляторе и поддерживается под напряжением 300 в. Нормальное давление в счетчике такого типа равно 10 атм Ag и $1/2 \text{ атм CO}_2$.

Дальнейшая разработка подобных счетчиков проводилась Абсоном с сотр. [29]. Камера, обладающая наибольшей чувствительностью, содержит 3 г обогащенного U^{235} и имеет емкость 200 пф . Следует заметить, что электрическая емкость счетчиков ограничивает их размеры. Если емкость счетчика, включая емкость соединяющих электродов, составляет приблизительно 400 пф , импульсы от осколков деления лишь немного превосходят уровень шумов первого каскада. Абсон с сотр. сравнивали счетчик деления с пропорциональным счетчиком, наполненным BF_3 , и установили, что для данного объема чувствительность счетчика с BF_3 на один или два порядка выше. Однако у счетчика с BF_3 чувствительность к γ -лучам значительно выше, чем у счетчика деления. Максимально допустимый уровень γ -лучей для счетчика с BF_3 составляет несколько сотен рентген в час, в то время как для счетчика деления, имеющего поверхность 100 см^2 , он составляет 10^5 р/ч . Следует отметить также, что камера деления лучше приспособлена для работы при высокой температуре (500°C) по сравнению с камерой, наполненной BF_3 , и после 10^{12} импульсов не наблюдается заметного ухудшения характеристик камеры. Таким образом, камера с BF_3 более чувствительна, а камера деления более надежна в работе.

Все три типа делительных камер изображены на рис. II. 13.

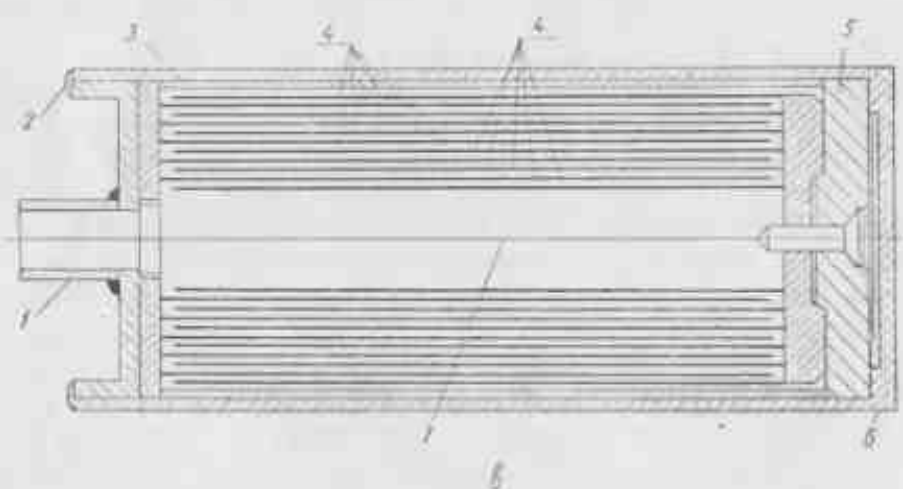
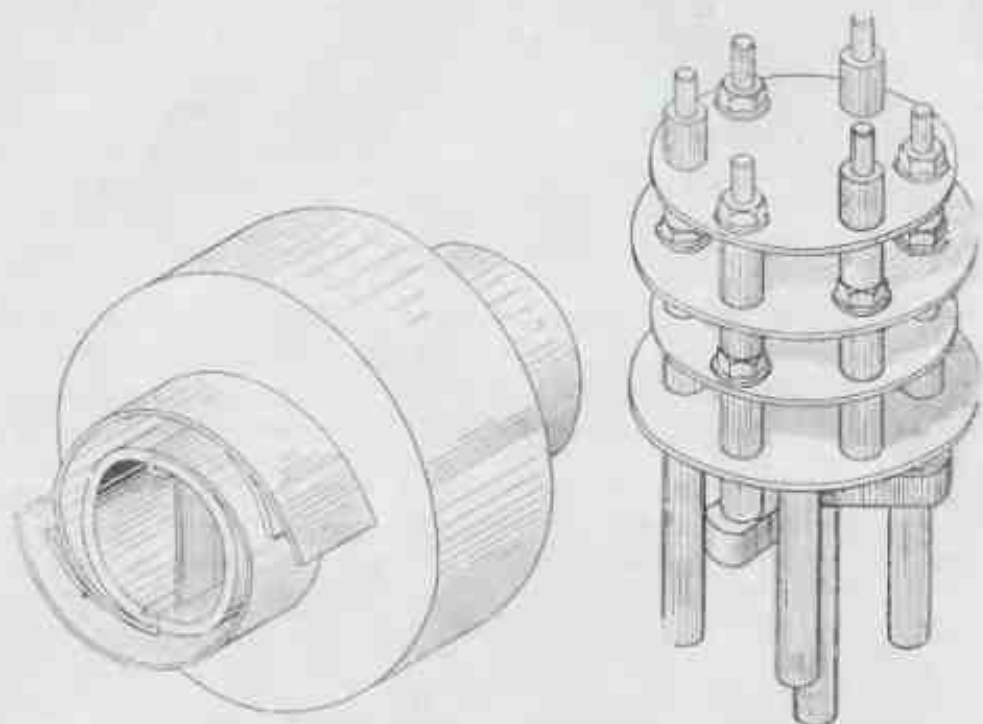


Рис. 11. 13. Схемы устройств делительных камер:

а — цилиндрическая камера Грейфа; б — камера Аласа и Фергюсона; в — цилиндрическая камера Шнейд. 1 — стальная трубка; 2 — стальной шток; 3 — никелевый корпус; 4 — никелевые трубки с толщиной стенок 0,14 мм; 5 — парафиновый изолятор; 6 — стальной кожух; 7 — пидант нить.

В заключение сделаем несколько технических замечаний по поводу методов осаждения бора и делящегося вещества в соответствующих счетчиках.

Один из методов осаждения бора — разложение газообразного диборана на металлической поверхности, нагретой до 900°C . Этот метод связан со многими трудностями. Газ, из которого осаждается бор, должен быть получен из соединения CaF_2 , BF_3 и довольно взрывоопасен. Бор, инертный в холодном состоянии, становится реактивным в нагретом состоянии, поэтому выбор металлов, на которые может быть осажден тонкий слой бора при температуре 900°C , ограничен. Лучше всего для этих целей подходит тантал.

Другой метод — осаждение бора в электромагнитном сепараторе [30]. Бор — один из немногих элементов, которые могут напыляться из ионного пучка. Довольно прочные пленки с высоким содержанием B^{10} могут быть получены на любом металле.

Процесс испарения бора представляет много трудностей вследствие большой химической активности бора при нагревании. Существует несколько способов испарения бора. Саффорд [31] использовал лодочку из графита, в центре которой делалось уточнение для создания горячего пятна. Первоначально образовывался карбид бора, а потом бор испарялся из металлической фазы. Хилл [32] помещал бор внутри спирали из танталовой проволоки и нагревал его путем электронной бомбардировки. В одном цикле испарялось до 8 г бора. Барнс с соотр. [33] рассматривали различные методы и пришли к выводу, что применение графита несколько ограничивается его заметной летучестью. Они считают, что электронная бомбардировка бора, помещенного в танталовые ячейки, дает прекрасные результаты, так как в образующейся пленке бора содержится лишь незначительное количество загрязнений.

Одним из методов [34—38] осаждения пленок делящихся веществ является электролиз раствора сульфата урана [37—38]. В методе, предложенном Гловером и Бореллом [39], раствор урановой соли в органическом растворителе наносится на фольгу и затем обжигается при высокой температуре: нитрат превращается в оксид, а органическое вещество разлагается. Для количественных измерений применение алюминиевой или никелевой фольги нежелательно. Лучше всего для этих целей использовать платину. После обжигания пленку протирают куском мягкой бумаги для удаления пепла. Иногда для получения толщины делящегося слоя в 1 мг/см^2 наносится до тринадцати слоев раствора. Хотя этот метод трудосмок, но он дает надежные результаты. Третий метод — метод испарения в вакууме [40] — наиболее простой и быстрый. Однако на воздухе металлическая пленка постепенно окисляется, а толстый слой оксида может отставать от вещества подложки.

Для регистрации быстрых нейтронов применяются пленки из водородсодержащего вещества. Изготовление толстых пленок

из полиэтилена не представляет никаких трудностей. Можно получать из полиэтилена и тонкие пленки, но их толщина будет при этом неопределенной. Лучшие результаты получаются при использовании пленок из глицерилтристеарата [41]. Состав их немного меняется при испарении в вакууме. Эти пленки используются для точных измерений потоков.

II. 2. ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ СЧЕТЧИКИ [42—47]

Если ионизационная камера с параллельными пластинами наполнена газообразным BF_3 и облучается медленными нейтронами, то эффекты индукции приводят к тому, что при быстром собирании регистрируются все импульсы с амплитудой от нулевой до максимальной. Однако в случае цилиндрической ионизационной камеры с тонким положительным центральным электродом в спектре импульсов наблюдается резкий пик около максимального значения амплитуды, так как для большинства импульсов эффекты индукции малы. В некотором смысле пропорциональный счетчик аналогичен цилиндрической ионизационной камере, но только теперь центральным положительным электродом является тонкая металлическая нить. Если диаметр нити мал (обычно 0,1 мм), а падение напряжения на счетчике приблизительно равно 2 кэВ, то поле в непосредственной близости от нити таково, что некоторые электроны между соударениями могут приобретать достаточную энергию для ионизации молекул при последующем соударении. В результате процесса ионизации освобождается вторичный электрон, который вновь ускоряется вблизи нити и сам оказывается в состоянии производить ударную ионизацию. Таким образом возникает начальная лавина коронарного разряда.

При низком напряжении пропорциональный счетчик ведет себя как ионизационная камера. Если в счетчике нет нежелательных примесей, то величина импульса от α -частицы, вылетающей из наружной стенки, остается постоянной при изменении напряжения. По мере увеличения напряжения достигается такое значение напряжения, при котором наступает газовое усиление в результате процессов, указанных выше. Первоначально вероятность дополнительной ионизации мала и большинство электронов попадает на нить без дальнейшей ионизации. Поэтому сразу же выше порога газовое усиление с увеличением напряжения растет сравнительно медленно. Однако вероятность вторичной ионизации растет экспоненциально, и в конечном счете при усилении, равном 10 000, рост усиления с напряжением становится очень быстрым. Если приложенное напряжение медленно увеличивать дальше, то счетчик переходит в разряд Гейгера. Это означает, что в одной лавине освобождаются не только вторичные ионы и электроны, но и достаточное количество фотонов, вызывающих другие лавины. В результате этих лавин возникают новые фотоны, и разряд распространяется по всей длине нити. В разряде Гейгера

уже нет пропорциональности, он может возникать и от одного электрона, и от тысячи.

Газовое усиление в разряде Гейгера очень большое, так что величина импульса на выходе обычного счетчика составляет около 1 в. Поэтому в дальнейшем требуется лишь небольшое усиление. Сразу после разряда вблизи нити остается облако остаточных положительных ионов. Поле этих ионов уменьшает эффективное поле вблизи проволоки. Поэтому нового разряда в счетчике произойти не может до тех пор, пока эти ионы не дойдут до стенок. Этот процесс длится приблизительно 0,5 мсек и называется *временем восстановления*. Когда ионы доходят до стенки, то некоторые из них могут дать вторичные электроны, которые могут вновь вызвать разряд. Поэтому для нормальной работы счетчика необходимо гашение разряда либо путем добавления паров спирта, либо путем снижения приложенного к счетчику напряжения на время, большее, чем время восстановления. Важной особенностью счетчика Гейгера является наличие у него плато. Если увеличивать напряжение выше порога гейгеровской области, то скорость счета остается почти постоянной. Однако при очень высоком напряжении скорость счета может возрастать за счет других эффектов, дающих ложные импульсы.

Использование счетчика Гейгера для регистрации нейтронов ограничивается определением наведенной радиоактивности. Работа этого счетчика детально описана Корффом [48].

Рассмотрим снова режим низкого газового усиления пропорционального счетчика (пусть, например, коэффициент усиления равен 10). В этом режиме усиление постоянно для данного напряжения на счетчике, так что величина импульса пропорциональна числу пар ионов в треке быстрой ионизирующей частицы. Отсюда и название пропорциональный счетчик. Ограничения накладываются лишь статистикой процессов усиления. Если при прохождении через счетчик один электрон дает в среднем девять вторичных электронов, то, с одной стороны, имеется заметная вероятность, что электрон достигнет электрода, не вызывая ионизации, а с другой стороны, некоторые электроны будут давать значительно больше, чем девять вторичных электронов. Со статистической точки зрения, 10 — малое число, и поэтому можно ожидать, что импульсы будут иметь широкий разброс по величине, но, как показано Фришем [49], флуктуации коэффициента газового усиления пропорционального счетчика никогда не превосходят более чем в два раза флуктуаций в первоначальном числе электронов, и статистический эффект не представляет серьезных трудностей.

Пропорциональные счетчики обладают многими важными преимуществами. Во-первых, они имеют такое внутреннее усиление, что позволяют регистрировать импульсы от частиц с малой энергией (вплоть до 10 кэВ и ниже). Ионизационная камера, наоборот, из-за шумов усилителя может регистрировать ядра отдачи только

с энергией, большей чем 0,1 Мэв. Во-вторых, величина импульса не зависит от положения трека в счетчике. Это объясняется тем, что при значительном усилении вклад в импульс от первичных электронов мал по сравнению с вкладом от электронов, возникающих в лавине непосредственно вблизи виты, так что эффекты индукции постоянны для всех импульсов.

Разрешение счетчика по энергии существенно зависит от постоянства коэффициента газового усиления. Для обеспечения этого условия необходимо, чтобы диаметр виты был строго постоянным. Этому требованию обычно хорошо удовлетворяет платиновая проволока. Очень важно, чтобы на виты не было узлов или частиц пыли. С другой стороны, необходимо обеспечить однородность



Рис. II. 14. Схема пропорционального счетчика с экранирующими трубками.

поля вдоль всей длины виты. Очевидно, что поле вблизи виты резко изменяется, если ее конечный участок, используемый для закрепления виты, имеет другой радиус. Это возмущение поля будет распределяться вдоль виты на расстояние, примерно равное радиусу внешнего цилиндра. Самый простой метод, обеспечивающий постоянство усиления, был предложен Кокрофтом и Керраном [50]. Этот метод (рис. II. 14) заключается в следующем: на концах виты одеты экранирующие трубки, которые закрывают соединения концов виты и поддерживаются под потенциалом, лежащим между 0 и V_0 , соответствующим эквипотенциальной поверхности радиуса трубки. Таким образом достигается равномерность в распределении поля вблизи A , и усиление остается постоянным вдоль всей виты. Другое преимущество этой системы заключается в том, что она точно определяет чувствительный объем счетчика. «Конец» счетчика — это плоскость, обозначенная на рис. II. 14 через A .

Другой метод, обеспечивающий однородность поля в счетчике, заключается в том, что счетчик ограничивается полупроводящим диском, помещенным в плоскости A . Распределение потенциала по радиусу диска имеет тот же вид, что и распределение потенциала в чувствительном объеме счетчика, так что поле вблизи виты не нарушается. Такой счетчик, наводняемый водородом, был разработан Алленом [51]. Он очень компактен, но широкого применения не нашел.

Выполнение условий, обеспечивающих отсутствие насыщения и пробоев, так же важно для пропорциональных счетчиков, как и для ионизационных камер. Так как газовое усиление меняется с изменением напряжения, то последнее необходимо поддерживать постоянным с точностью до 0,1%. Вопрос образования отрицательных ионов очень важен, так как почти все напряжение

в пропорциональном счетчике падает непосредственно вблизи виты. Во внешней области счетчика собирающее поле мало, так что вероятность прилипания электронов соответственно весьма велика. Именно этим фактором на практике определяется диаметр виты. Если виты слишком толста, то для получения соответствующего усиления к счетчику необходимо приложить очень большое напряжение. Если проволока слишком тонка, то собирающее поле мало и вероятность прилипания очень большая. Обычно применяются виты диаметром от 0,025 до 0,125 мм.

Для улучшения качества счетчика относительно пробоя Скери, Таниклифф и Вард [52] сконструировали счетчик, в котором виты поддерживались под положительным потенциалом, катод был отрицательным, а экранирующие трубки заземлялись.

Из всех счетчиков для регистрации нейтронов наиболее широко применяются пропорциональные счетчики, наполненные BF_3 [53—54].

Пробег α -частиц с энергией 1,5 Мэв в борном счетчике при нормальных условиях равен 0,5 см. Для счетчика диаметром 10 см и при давлении от 400 до 700 мм рт. ст. краевые эффекты (т. е. эффекты, обусловленные частицами, пробеги которых оканчиваются на стенках или концах счетчика) будут весьма заметны. Так как энергия, освобождаемая в реакции, относительно велика (2,4 Мэв) по сравнению с энергией электронов, возникающих под действием γ -лучей, то нет необходимости уделять особое внимание однородности газового усиления. Поэтому практически счетчики не имеют экранирующих трубок, описанных выше.

По существу борный счетчик является пропорциональным счетчиком в самом простом его виде. Тем не менее сделать хороший борный счетчик очень трудно, так как BF_3 химически очень активный газ и техника его очистки довольно сложна. Как отмечалось Фоулдером и Таниклиффом [55] следы воды в борном счетчике со стеклянными стенками приводят к непрерывному превращению BF_3 в SiF_4 путем последовательных реакций



и т. д. (присутствие SiF_4 в газе счетчика с плохими характеристиками было подтверждено Фоулдером и Таниклиффом с помощью масс-спектрометра). Как указывают эти авторы, для получения наилучших результатов после обычного обезгаживания следует выдерживать счетчики в газе BF_3 в течение трех месяцев. Они показали, что такая обработка приводит к образованию на стенках счетчика тонкой пленки, которая препятствует дальнейшему проникновению продуктов реакции в рабочий объем счетчика.

Борные счетчики чувствительны к изменениям температуры. Локвуд с сотр. [56] нашли, что повышение температуры заметно ухудшает работу счетчика, так как при этом из стенок выделяются

электроотрицательные примеси. Соberman с сотр. [57] отмечают ухудшение работы борных счетчиков, обусловленное большими нагрузками. При нагрузке счетчика 10^6 имп/мин после 10^8 отсчетов (при большом газовом усилении) наблюдается заметное ухудшение работы счетчика. Авторы считают, что это обусловлено действием свободного фтора, который образуется в результате сильной ионизации. После выключения характеристики счетчиков частично восстанавливаются.

Поэтому конструирование борных камер требует большой тщательности. Рассмотрим технику конструирования счетчиков, предложенную группой Абсона с сотр. [58] в Харуэлле. В наиболее ранних конструкциях наружные стенки изготавливались из точечной латуни, что приводило к некоторым трудностям. В настоящее время обычно применяются тонкостенные счетчики из меди, с поверхности которых удалены остатки окислов. Размеры счетчиков изменяются в пределах от 10 мм в диаметре и длиной 125 мм до 5 см в диаметре и длиной около метра. На рис. 11.15 показано схематическое устройство счетчика диаметром 25 мм. Все металлические части спаивают с помощью высокочастотного нагрева серебряно-медным припоем без применения флюса в атмосфере 70% азота и 30% водорода. Трехфтористый бор для счетчиков получается при нагревании соединения BF_3CaF_2 до 250°C и пропускании продуктов разложения через ловушки, охлаждаемые до температуры сухого льда для удаления паров воды. Для удаления HF используется NaF. В дальнейшем газ замораживают в ловушке, охлаждаемой жидким азотом и помещают для хранения в дюары. Счетчики отжигают в вакууме при 400°C в течение трех часов и выдерживают в атмосфере газа BF_3 в течение нескольких часов. Затем счетчики тщательно откачивают. Газ BF_3 для наполнения замораживают в ловушке, соединенной ртутным клапаном с распределительным патрубком. Замороженный BF_3 нагревают до тех пор, пока счетчик не наполнится до давления

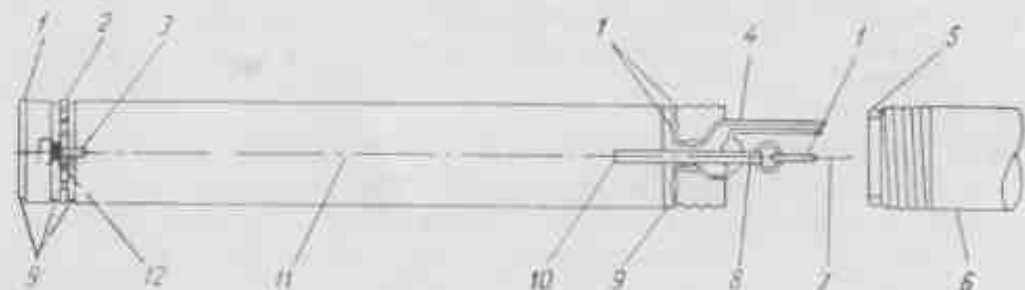


Рис. 11.15. Схема устройства пропорционального счетчика Абсона, наполненного BF_3 .

1 — найка медно-серебряным припоем с температурой плавления 778°C ; 2 — кварцевый диск; 3 — трубка-фиксатор пружины; 4 — слой стекла с металлом; 5 — кольцевое уплотнение; 6 — колпачок, герметично прилегающий к корпусу счетчика (глубина выемки напыления подгоняется при сборке); 7 — выделенная проволока; 8 — крепление ввода с помощью точечной сварки; 9 — каналы, выходящие в корпус для крепления кварцевого диска и крышки; 10 — защитное кольцо; 11 — код из вольфрамовой и вольфрамистой проволоки; 12 — пружина из оплавки для натяжения нити.

немного меньше атмосферного, затем ловушку вновь охлаждают и давление уменьшают в два или три раза. Этот процесс быстро повторяется, по крайней мере три раза. Таким образом можно удалить оставшиеся в газе примеси с более высокой температурой замерзания. В дальнейшем давление газа повышают до требуемого, ртутный клапан закрывают и счетчик отпаивают от стеклянной трубки.

Что касается времени жизни счетчика, то Абсон и сотр. нашли, что для коэффициента газового усиления 8:40 и 400 время

жизни равно соответственно 10^{11} , 10^{10} и 10^9 имп. Счетчики восстанавливают свои свойства после нагревания в течение нескольких часов при 180°C , причем скорость изнашивания их, по-видимому, становится меньше. Причины уменьшения скорости изнашивания еще полностью не понятны. Что касается чувствительности счетчиков к изменениям температуры, то они нормально работают при температуре 100°C в течение нескольких месяцев, в то время как при 150°C их характеристики дают заметное отклонение от нормы уже после нескольких недель. Это противоречит наблюдениям Локвуда с сотр. [56], которые отмечали, что интегральный выход меняется на 2% на каждый градус Цельсия, а также наблюдениям Шульца и Коинора [59], которые отмечали значительные изменения чувствительности счетчика при изменениях температуры между $33-90^\circ\text{C}$.

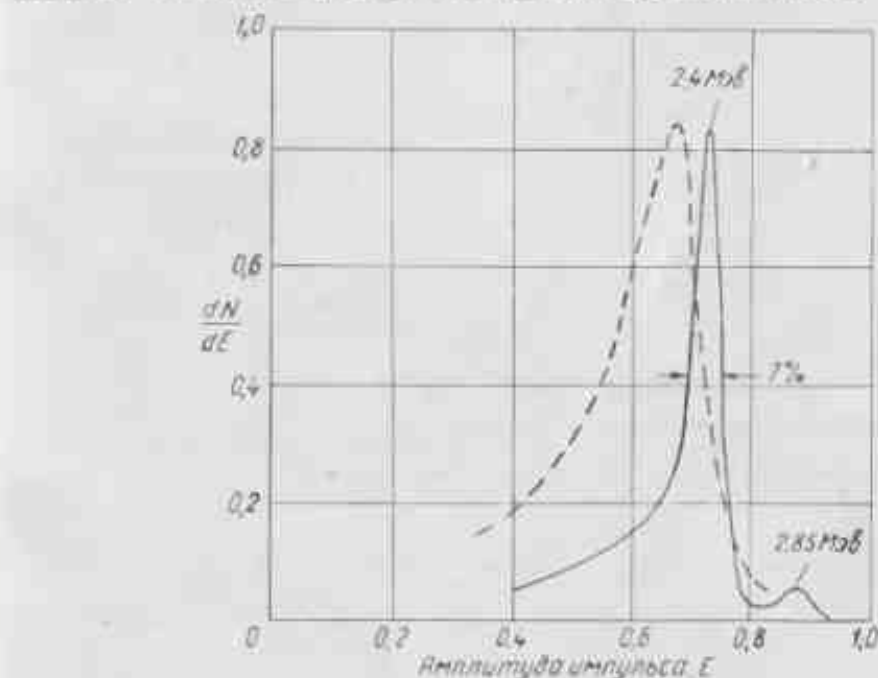


Рис. 11.16. Дифференциальный амплитудный спектр импульсов от двух пропорциональных счетчиков с BF_3 (диаметр счетчиков 5,0 см).

На рис. 11.16 показан типичный для пропорционального счетчика с BF_3 дифференциальный спектр амплитуд импульсов.

Несколько счетчиков можно соединить параллельно, при этом пик, обусловленный образованием Li^7 в основном состоянии и соответствующий суммарной энергии частиц 2,8 Мэв, все еще разрешается. На рис. II. 17 показано влияние давления на интегральное распределение импульсов по амплитуде.

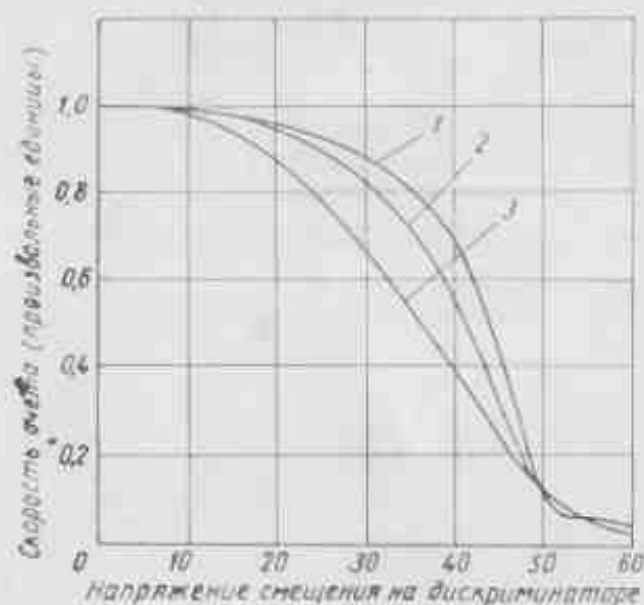


Рис. II. 17. Интегральный спектр импульсов от счетчиков, наполненных BF_3 , диаметром 2,5 см с анодом из проволоки диаметром 0,05 мм:

1 — давление BF_3 200 мм рт. ст., напряжение на аноде 2400 в; 2 — давление BF_3 100 мм рт. ст., напряжение на аноде 1800 в; 3 — давление BF_3 200 мм рт. ст., напряжение на аноде 1200 в.

Видно, что при давлении в 200 мм рт. ст. в счетчике с диаметром в 23 мм красные эффекты весьма заметны.

Время запаздывания в борных счетчиках [60, 61]

Так как пропорциональные счетчики с BF_3 используются в измерениях по времени пролета, то запаздывание импульсов в них играет важную роль. Это запаздывание обусловлено тем, что заряженные частицы, которые возникают вблизи центральной нити, почти мгновенно регистрируются счетчиком, и то время как частицы, возникающие вблизи наружной стенки, дают электроны, которым требуется время примерно 1 мксек, чтобы достичь нити счетчика. Это запаздывание изучалось Николсоном [62], который регистрировал γ -лучи с энергией 480 кэв от реакции $B^{10}(n, \alpha) Li^7$ с помощью большого кристалла NaI, помещенного вблизи борного счетчика, и измерял число совпадений с ними импульсов сцинтилляционного. Можно считать, что скорость дрейфа пропорциональна электрическому полю (приложение II) и поэтому обратно пропорциональна радиусу. Вблизи нити запаздывание мало, но и число импульсов, возникающих в малом объеме, также мало. Вблизи наружной стенки число импульсов велико, но скорость дрейфа мала, поэтому запаздывание очень большое и импульсы значительно растянуты во времени. Вычисления показывают, что число импульсов в зависимости от запаздывания постоянно, т. е. эта кривая имеет прямоугольную форму, ширина которой определяется экспериментально и равна 2–3 мксек. Исследование Николсоном зависимости характера распределения импульсов от давления, напряжения и размеров дает резуль-

таты, хорошо согласующиеся с теоретическими вычислениями. На рис. II. 18 показана кривая зависимости скорости счета совпадений от задержки импульсов сцинтилляционного счетчика.



Рис. II. 18. Зависимость числа совпадений между импульсами борного счетчика и импульсами, вызываемыми γ -лучами в сцинтилляционном счетчике, от времени задержки.

II. 3. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ

Вопрос об эффективности счетчика очень важен. Ионизационные камеры и пропорциональные счетчики регистрируют заряд, образующийся при ионизации газа быстрой заряженной частицей. Такие частицы должны возникать либо в тонких пленках, либо в самом газе, т. е. в обоих случаях в относительно малом количестве вещества. При регистрации тепловых нейтронов большое сечение бора или делящегося под действием тепловых нейтронов вещества дает возможность получить достаточно высокую эффективность. Счетчик Лауде с борным покрытием имеет эффективность для тепловых нейтронов, равную 25%, борные пропорциональные счетчики могут обладать примерно такой же эффективностью. Для нейтронов с энергией, превышающей 1 кэв, эффективность таких счетчиков резко падает, а эффективность ионизационной камеры или пропорционального счетчика для нейтронов с энергией 1 Мэв составляет обычно всего 0,1%.

Так как твердый счетчик обладает значительно большей массой вещества, то он дает возможность получить значительно большую эффективность. Этим свойством обладают сцинтилляционные счетчики, конструкции которых в настоящее время очень разнообразны. Помимо высокой эффективности, сцинтилляционный счетчик имеет другое значительное преимущество, заключающееся в его быстром действии. Уже отмечалось, что разрешающее

время ионизационной камеры равно примерно 0,1 мксек, а для пропорционального счетчика оно еще больше. Органический сцинтиллятор имеет скорость срабатывания порядка 1 нсек, не считая запаздывания в фотоумножителе. Однако неудобство сцинтилляционных счетчиков состоит в том, что в отличие от ионизационных камер и пропорциональных счетчиков они более чувствительны к γ -лучам, чем к нейтронам. Поэтому при разработке сцинтиллятора приходится беспокоиться об уменьшении чувствительности такого счетчика к γ -лучам.

Принципы работы сцинтилляционных детекторов

Использование сцинтилляторов — давно установившийся и в высокой степени распространенный метод в ядерной физике. В ранних экспериментах с α -частицами Резерфорд использовал экраны из ZnS, которые позволяли ему «почти видеть этих крошечных малышей». Однако метод регистрации отдельных α -частиц путем визуального наблюдения очень утомителен, и сцинтилляционные детекторы в предвоенные годы были вытеснены детекторами других типов с электрическими методами регистрации. Приблизительно в это же время был сконструирован фотоумножитель, а во время войны Керен и Бэкер показали, что сцинтилляционные от α -частиц могут быть зарегистрированы в виде импульсов от фотоумножителя. С того времени сцинтилляционная техника резко шагнула вперед, особенно в области регистрации γ -лучей. Однако, как будет показано ниже, сцинтилляторы применяются часто и для регистрации нейтронов. Этот вопрос широко освещен в работах [63—66].

Фотоумножитель состоит из светочувствительного катода и ряда вторичных эмиттеров, к которым приложено постепенно возрастающее напряжение. Свет, падая на фотокатод, выбивает электроны, которые ускоряются электрическим полем и движутся по направлению к первому электроду, или диноду, как его обычно называют. Число вторичных электронов, вылетающих из этого динода, больше, чем число падающих электронов, и при соответствующей форме электрических полей эти электроны направляются ко второму диноду, где также выбиваются вторичные электроны, и т. д. Напряжение на последовательные электроды подается с делителя напряжения, представляющего собой цепь последовательно включенных сопротивлений. Обычное значение коэффициента усиления 11-каскадного умножителя составляет 10^7 при полном приложенном напряжении в 2 кэв. Усиление на один каскад, а следовательно, и коэффициент усиления всего умножителя зависят от приложенного напряжения, которое следует поддерживать постоянным с точностью до 0,1%.

Полезно рассмотреть эффективность различных ступеней фотоумножителя. Тонкий слой бора, смешанный с ZnS (Ag), имеет коэффициент преобразования кинетической энергии α -частиц в энергию

флуоресцентного излучения порядка 20%. Это значит, что из первоначальной энергии α -частицы в 2,4 Мэв приблизительно 0,48 Мэв будет преобразовано в энергию флуоресцентного излучения. Если средняя энергия одного фотона 3 эв, то при этом будет испущено 160 000 фотонов. Будем считать, что 50% фотонов теряется при прохождении слоя ZnS и только 50% из оставшихся достигает рабочей части фотокатода, т. е. на фотокатод будет попадать 40 000 фотонов. Будем считать, что светочувствительность катода порядка 40 мкА/лм , что характерно для хороших катодов. Это приблизительно соответствует освобождению 10 электронов на 100 квантов света с энергией 3 эв (4000 Å). Таким образом, всего с катода испускается 4000 электронов. Наконец, эффективность собирания электронов на первый динод равна примерно 50%. Таким образом, в фотоумножитель инжектируется 2000 электронов, которые при коэффициенте усиления 10^7 дают $2 \cdot 10^{10}$ электронов, или приблизительно $3 \cdot 10^{-9}$ к на выходе умножителя. Если этот заряд накапливается на емкости 20 пф, то изменение напряжения на конденсаторе составляет 150 в. Поэтому очевидно, что при использовании фотоумножителя усиление импульсов если и требуется, то очень небольшое.

Этот пример указывает на существенное различие между ионизационными камерами и сцинтилляционными детекторами. Число электронов, собираемых в результате захвата нейтрона ядром бора в газе BF_3 , составляет приблизительно 75 000. Число электронов, инжектируемых в фотоумножитель, по величине почти на два порядка меньше. Поэтому разброс импульсов по амплитуде, обусловленный только статистическими процессами, в сцинтилляционном детекторе значительно больше, чем в средней ионизационной камере или в пропорциональном счетчике. При изучении спектров нейтронов, по методу регистрации протонов отдачи, органические кристаллы по сравнению с ионизационными камерами имеют худшее разрешение по энергии, поэтому сцинтилляционные счетчики редко используются для прямого изучения спектра нейтронов.

Возвращаясь к фотокатодам, следует отметить, что спектральная чувствительность их изменяется в широких пределах в зависимости от методики изготовления. Поэтому для оптимальных условий работы необходимо, чтобы спектр излучения сцинтиллятора приблизительно совпадал со спектральной чувствительностью фотоумножителя. Излучение жидких сцинтилляторов обычно лежит в области ультрафиолетовых лучей, и поэтому к ним добавляются сместители спектра, которые изменяют длину волны излучения и приближают спектральную полосу излучения к области спектральной чувствительности фотоумножителя [67—68].

Важным фактором при регистрации нейтронов методом протонов отдачи в органических кристаллах являются шумы фотоумножителя, которые позволяют регистрировать сцинтилляционным счетчиком только нейтроны с энергией выше 300 кэв. Величина этих

шумов с одной стороны зависит от конструкции умножителя (холодная эмиссия, ионизация остаточного газа), а с другой стороны зависит от условий эксперимента. При проведении эксперимента могут наблюдаться следующие явления:

1) прямая утечка через изоляторы. Как и в случае ионизационных камер здесь часто помогает защитное покрытие высоковольтных электродов воском;

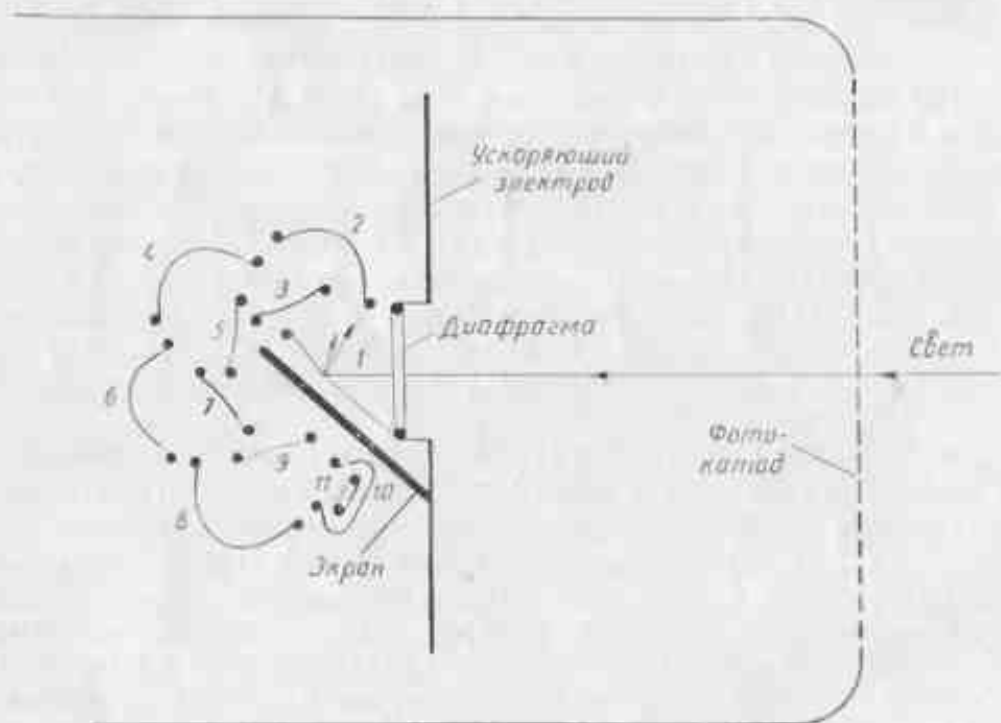


Рис. II. 19. Схема расположения диодов в фотоумножителе типа RCA-5819:
1-10 — диоды; 11 — экран

2) при высоких коэффициентах усиления выходные каскады фотоумножителя могут обладать характеристиками отрицательных сопротивлений, что приводит к кажущимся пробоям [69]. Число таких «пробоев» можно значительно уменьшить, если напряжение на эти каскады подавать не с потенциометра, а с газовых стабилизаторов;

3) термоэмиссия катода. Фотокатоды, чувствительные к красному свету, особенно склонны к термоэмиссии. Охлаждение фотокатода даже до 0°C может приводить к заметному уменьшению шумов.

На рис. II. 19 и II. 20 приведены схемы двух характерных типов фотоумножителей. В первом типе (рис. II. 19) применяется электростатическая фокусировка, которая обеспечивает малое время прохождения импульсов через фотоумножитель и хорошее временное разрешение (10^{-9} сек). Другой тип (рис. II. 20) менее чувстви-

телен к магнитным полям, он обладает малым темновым током, но имеет худшее временное разрешение (10^{-8} сек).

Сцинтилляционные детекторы можно разделить на два типа: твердые неорганические сцинтилляторы и твердые и жидкие органические сцинтилляторы.

Твердые неорганические сцинтилляторы. Свободные атомы обладают электронными уровнями, на которые электрон может возбуждаться из основного состояния и с которых он может возвращаться в основное состояние (обычно примерно за 10^{-8} сек), испуская характеристическое излучение. В результате взаимодействия между атомами, образующими кристаллическую решетку неорганического кристалла, электронные уровни размываются и образуют непрерывные полосы разрешенных энергий, разделенные областями запрещенных энергий. На рис. II. 21 дана диаграмма системы энергетических полос изолятора. В нормальном состоянии самые нижние энергетические полосы заполнены, самые верхние свободны. Одна полоса отстоит от другой только на несколько электронвольт. Если электрон переходит в полосу проводимости, например, в результате поглощения излучения или в результате взаимодействия с быстрой частицей, то он может двигаться в кристалле и в дальнейшем перейти в связанное состояние в результате различных процессов. Электрон может



Рис. II. 20. Схема расположения диодов в фотоумножителе с продольной электростатической фокусировкой.

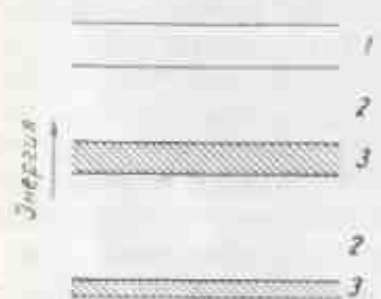


Рис. II. 21. Энергетические полосы в изоляторе:

1 — зона проводимости; 2 — запрещенные зоны; 3 — заполненные зоны.

встретить центр люминесценции, при этом излишек энергии выделяется путем излучения фотона, может достичь центра гашения, на котором энергия теряется на тепловое возбуждение без испускания излучения, может попасть в электронную ловушку, из которой он может вернуться в полосу проводимости, имея большую тепловую энергию, либо перейти в основное состояние в результате безызлучательных переходов. Длинный период высвечивания фосфоров хорошо известен из поведения люминесцентных циферблатов часов. Экспериментальные данные об электронных ловушках были получены при изучении термолюминесценции. Люминесцирующее вещество облучалось в холодном состоянии, а затем изучалось постепенное высвечивание образца, по мере того как он нагревался. Имеется другая

схема, согласно которой энергия передается *экситонам*. При этом возбужденные атомы вещества передают возбуждение один другому, как по цепочке, которая часто оканчивается атомом активатора, обладающим большим сечением возбуждения электронов.

Хотя центры люминесценции могут существовать вследствие дефектов кристаллической решетки и в чистых кристаллах, свойства большинства фосфоров зависят от включения в кристаллическую решетку атомов примесей. Такие инородные вещества называются *активаторами*. Они играют существенную роль в большинстве неорганических кристаллов, используемых при регистрации нейтронов.

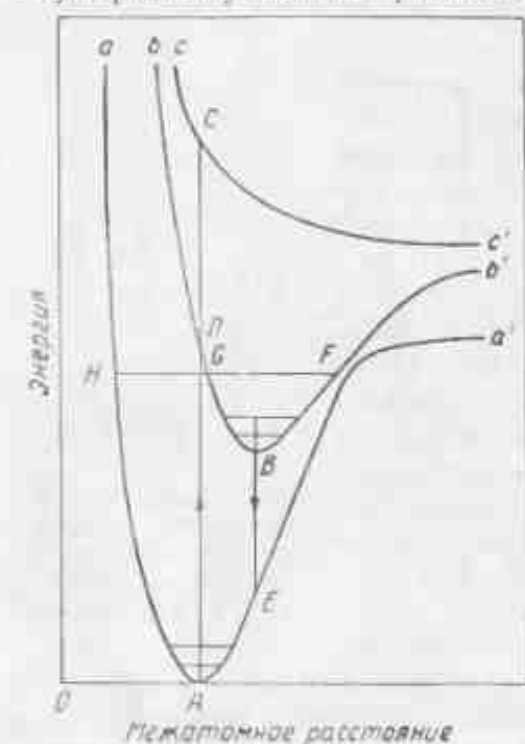


Рис. II. 22. Кривые потенциальной энергии для органической молекулы.

уровни молекулы, является расстояние между атомами. Энергию молекулы в принципе можно представить диаграммой потенциальной энергии, в которой абсциссой является межатомное расстояние (рис. II. 22). Нормально система находится в основном состоянии *A* с низкой энергией колебательных состояний, представленных короткими горизонтальными линиями. При поглощении энергии, например энергии излучения, система переходит в более высокое возбужденное состояние. Этот процесс представлен вертикальной линией, проходящей через *A*. При этом атомы остаются относительно неподвижны, так же как это имело место для медленно движущихся положительных ионов. Если поглощенная энергия достаточно велика, то система достигает точки *C*, и атомы будут двигаться относительно друг друга по линии с *Cc'*, и молекула будет диссоциировать. Если же поглощается меньшее количество энергии, то система достигает только состояния *D*. При этом молекула будет находиться в возбужденном состоянии

bBb'. Излишек колебательной энергии быстро переходит в тепло, пока молекула не достигнет возбужденного состояния *B*. Если молекула достаточно стабильна, то она может вернуться в основное состояние с излучением светового кванта с энергией, соответствующей *BE*. Как видно, энергия, соответствующая переходу *BE*, меньше, чем *AD*. Этим объясняется действие сместителей спектра, сдвигающих длину волны. Среднее время жизни молекулы в возбужденном состоянии порядка 10^{-8} сек, поэтому энергия не может за это время рассеиваться другими путями. Если же на кривой *bBb'* достигается точка *F*, то из этого состояния может произойти излучение небольшого кванта энергии, и тогда большая часть энергии перейдет в тепловое возбуждение.

Таким образом, для эффективной флуоресценции потенциальные кривые основного и возбужденного электронного состояния должны быть хорошо разделены так, чтобы вероятность переходов из *B* в основное состояние всеми другими путями, кроме излучательных переходов, была мала.

Было исследовано много видов различных органических сцинтилляторов. Среди твердых сцинтилляторов наибольшее применение получали такие, как антрацен, стильбен и пластические сцинтилляторы. В качестве жидких сцинтилляторов чаще всего используется терфинил в различных растворителях.

Для регистрации нейтронов, особенно быстрых, органические сцинтилляторы имеют два основных преимущества. Во-первых, органические сцинтилляторы приблизительно на два порядка быстрее, чем неорганические (10^{-8} — 10^{-9} сек по сравнению с 10^{-6} — 10^{-7} сек). Во-вторых, органический сцинтиллятор, по определению, в своем химическом составе содержит водород. Но органические сцинтилляторы имеют один существенный недостаток: их световой выход для тяжелых частиц (протонов и др.) значительно меньше, чем для электронов равной энергии.

Выше говорилось о действии *центров гашения* — атомов примесей, которые поглощают энергию электронов путем безизлучательных переходов. Диссипация энергии, помимо излучательных переходов, может иметь место в результате воздействия разрушенных молекул, остающихся на пути быстрой понижающей частицы. Это наиболее ясно видно при облучении антрацена мощным пучком α -частиц (Биркс и Блэк [73]). После облучения (приблизительно 10^{10} α -частиц) эффективность сцинтилляций начинает резко падать в результате накопления разрушенных молекул. Это наблюдается не только после длительной бомбардировки, но и на пути одной быстрой частицы. На рис. II. 23 показана величина сцинтилляционного импульса *S* от электронов, дейтронов и α -частиц с энергией *E*. Из рисунка ясно видно, что чем тяжелее частица, тем меньше величина импульса. Для объяснения этого явления Биркс [74] рассмотрел люминесценцию *dL*, создаваемую частицей, которая теряет энергию *dE* на элементе пути *dx*. Первоначальное возбуждение пропорционально *dE/dx*. Число разрушенных

молекул на пути частицы также пропорционально величине dE/dx , и вероятность передачи энергии разрушенным молекулам равна $B \frac{dE}{dx}$. Таким образом, для dL/dx можно написать выражение:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{AdE/dx}{1 + BdE/dx}$$

Это уравнение можно решить в двух предельных случаях. Если удельная потеря энергии очень мала (быстрые частицы, например, электроны), то и потеря люминесценции, вызванная разрушенными молекулами, пренебрежимо мала и $dL/dx = AdE/dx$, т. е. полный световой выход пропорционален энергии. Это видно из линейной зависимости для электронов на рис. II. 23.

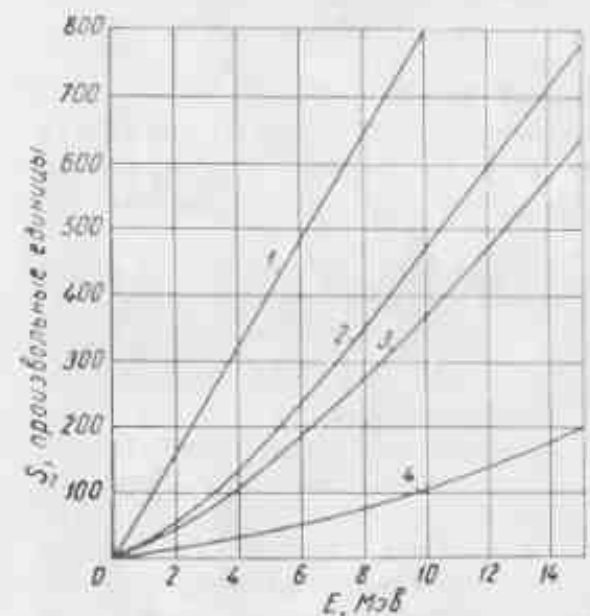


Рис. II. 23. Относительный световой выход S антрацена для частиц с энергией E :

1 — электроны; 2 — протоны; 3 — дейтроны; 4 — α -частицы.

Если, однако, потеря люминесценции, вызванная разрушенными молекулами, велика (B большая величина), то $\frac{dL}{dx} = \frac{A}{B} = \text{const}$ и световой выход пропорционален пробегу, т. е. $E^{1/2}$. На рис. II. 23 показана форма такой кривой для α -частицы. Биркс показал, что эта простая теория дает хорошее объяснение энергетической зависимости чувствительности антрацена для различных типов ионизирующих частиц. В более поздних исследованиях, в которых хотя и считается правильным уравнение, постулированное Бирксом, делаются попытки найти другие объяснения этому явлению [75—76].

Важность этих явлений для регистрации нейтронов очевидна. Нейтроны регистрируются в органических сцинтилляторах по вспышкам от протонов отдачи, а как показано на рис. II. 23, величина импульса от протона с энергией в 2 Мэв, входящего в кристалл антрацена, будет составлять только 0,4 от величины импульса электрона той же энергии, выбиваемого в кристалле γ -квантом. Поэтому величина импульса, обусловленного быстрыми нейтронами, заметно меньше величины импульса от γ -лучей той же энергии.

В некоторых системах, регистрирующих нейтроны, детектируются γ -лучи, которые испускаются после захвата нейтрона в по-

глотителе. В таких экспериментах требуются детекторы γ -лучей с большой эффективностью. Наилучшими для этих целей являются кристаллы NaI и CsI. Это обусловлено тем фактом, что поглощение γ -лучей в органическом сцинтилляторе происходит преимущественно в результате комптон-эффекта, в то время как в кристалле йодистого натрия, в котором йод имеет относительно большой атомный вес, поглощение γ -лучей происходит преимущественно благодаря фотоэффекту, который для веществ с большим Z имеет большее эффективное сечение, чем комптон-эффект.

Органические сцинтилляторы как детекторы нейтронов

Детекторы медленных нейтронов. ¹ Для регистрации медленных нейтронов делались попытки включения в сцинтиллирующие жидкости соединений, содержащих бор. В качестве растворителя испытывался боразол [76a]. Мильхауз, Томас и др. [77—79] разработали методы растворения сложных эфиров, например, метилбората в растворе терфенила (сцинтиллятор) в фенилциклогексане (основной растворитель). Если для регистрации нейтронов промежуточной энергии (1 кэв) применяется сцинтиллятор длиной 10 см, то он может иметь эффективность до 30%, так как органические жидкости значительно замедляют нейтроны до захвата. Проблема фона γ -лучей, как и для других нейтронных детекторов, использующих органические сцинтилляторы, является здесь основной трудностью. α -Частица с энергией 2 Мэв дает импульс, равный только 0,025 импульса от электрона той же энергии. Независимо от фона γ -лучей это означает, что при каждом захвате нейтрона из фотокатода умножителя выбивается только от 10 до 15 электронов и поэтому шумы в фотоумножителе должны быть минимальны. Снижения уровня шумов можно достичь двумя путями. Во-первых, фотоумножитель можно поддерживать при температуре сухого льда, что снижает уровень тепловых шумов; во-вторых, вспышки с одного сцинтиллятора могут регистрироваться двумя фотоумножителями, включенными на совпадения. Тогда световая вспышка в сцинтилляторе будет регистрироваться, в то время как случайные импульсы шумов отдельного фотоумножителя, регистрироваться не будут. Важным достижением в работах [77—79] является подбор хорошего отражателя для покрытия стенок контейнера сцинтиллирующей жидкости. Свет из сцинтиллятора, прежде чем достигнет фотоумножителя, может несколько раз претерпеть отражение. Поэтому хорошая отражательная способность покрытия оказывается очень важной. Для металлического алюминия, часто используемого в качестве покрытия, отражательная способность

¹ H. Kallmann, G. S. Brucker, Phys. Rev., 108, 1122 (1957); C. O. Muehlhause, G. B. Thomas, Phys. Rev., 85, 926 (1952); G. Thielens Appl. Scient. Res. B., 7, 87 (1958).

составляла всего 83%, но для некоторых порошкообразных оксидов (TiO_2 , Al_2O_3 , MgO) наблюдалась отражательная способность от 95 до 97%. Это имело большое значение для больших контейнеров сцинтиллирующих жидкостей.

Интересный метод, понижающий чувствительность детектора к γ -лучам, был предложен в работах Брукса [70] и Райта [76]. Исследование формы импульсов органических сцинтиллирующих жидкостей, содержащих растворенное соединение бора, показало, что время высвечивания зависит от того, вызван ли импульс γ -лучами или захватом нейтрона в боре. Это приводит к возможности электронной дискриминации γ -лучей. Разработка этого метода много обещает, особенно для дискриминации импульсов, вызванных протонами отдачи (быстрые нейтроны) от импульсов, обусловленных γ -лучами.

Детекторы быстрых нейтронов [80—83]. В качестве детекторов быстрых нейтронов широко применяются органические сцинтилляционные счетчики, благодаря их быстрдействию и большой эффективности. Рассмотрим три типа детекторов. Первый тип детектора — простой кристалл, обычно стильбен или антрацен, применяемый для изучения спектра нейтронов. Как уже говорилось, (n, p)-рассеяние изотропно, так что если амплитуда импульса линейно зависит от энергии, то дифференциальный спектр будет иметь плоское плато, т. е. все амплитуды импульсов от нуля до максимального значения являются равновероятными. Однако величина импульсов протонов отдачи в органическом кристалле нелинейно зависит от энергии (см. рис. II. 23), поэтому дифференциальный спектр импульсов от (n, p)-рассеяния имеет подъем в мягкой части спектра. Следует учесть еще два эффекта. Если кристалл мал, то необходимо принять в расчет краевой эффект, обусловленный протонами, которые выходят из сцинтиллятора, не теряя полностью свою энергию в кристалле (пробег протона с энергией 3 Мэв составляет в сцинтилляторе приблизительно 0,1 мм). С другой стороны, кристалл не должен быть слишком большим, чтобы не становился заметным эффект многократного рассеяния. Например, если нейтрон теряет большую часть своей энергии при соударении с протоном, его энергия при этом уменьшается и он будет иметь значительно большую вероятность вторичного соударения с протоном. Так что вся энергия нейтрона будет рассеиваться в кристалле, и в спектре импульсов появится подъем в области импульсов с большой амплитудой. По-видимому, из-за указанных эффектов имели место искажения плоских дифференциальных спектров, наблюдавшиеся в некоторых экспериментах [84—86], хотя полученные при этом спектры заметно отличались друг от друга. Пул [84] провел анализ амплитуд импульсов в кристалле антрацена на основе теории Биркса и получил хорошее согласие с экспериментальной кривой.

Тейлором с сотр. [87] было найдено интересное решение проблемы снижения чувствительности детектора к γ -лучам при регист-

рации нейтронов большой энергии (от 3 до 10 Мэв). Они использовали тот факт, что пробег протонов отдачи значительно меньше пробега образуемых γ -лучами электронов той же самой энергии, поэтому в свободном сцинтилляторе относительная чувствительность к γ -лучам сильно снижена. Детектор состоит из большого числа небольших шариков пластического сцинтиллятора, помещенных в жидкость, не содержащую водорода. Назначение этой жидкости заключается в том, чтобы обеспечить оптический контакт между сцинтиллятором и фотоумножителем. Конечно, в таком счетчике γ -кванты большой энергии могут причинять неприятности, так как электроны, освобожденные при образовании пар, будут давать значительно больший импульс, чем комптоновские, или фотоэлектроны. Счетчики Боннера широко применяются при изучении эффективных сечений неупругих процессов по методу сферической геометрии. Устройство такого детектора показано на рис. II. 24, а на рис. II. 25 приведена кривая его эффективности.

Большие жидкие сцинтилляторы [88—92]. Большой жидкий сцинтиллятор играет существенную роль в регистрации нейтронов. Первый большой жидкий счетчик был сконструирован Рейнесом и сотр. [93] при поисках нейтрино. Этот счетчик, благодаря большой эффективности, нашел широкое применение в различных нейтронных исследованиях. Обычные его размеры от 30 до 90 см (рис. II. 26 и II. 27), поэтому вероятность захвата в нем нейтрона с энергией от 2 до 5 Мэв порядка 99%. После замедления до тепловой энергии нейтрон, попавший в счетчик, захватывается кадмием, содержащимся в сцинтиллирующем растворе (концентрация кадмия в растворе составляет около 5% по весу). γ -Лучи, сопровождающие захват нейтрона, регистрируются при помощи нескольких фотоумножителей, окружающих контейнер со сцинтиллятором. На основании сказанного можно было бы предположить, что такой счетчик невозможно использовать ввиду его высокой эффективности к γ -лучам фона. Однако используя технику запаздывающих совпадений, можно существенно снизить чувствительность счетчика к фону γ -лучей. Если, например, необходимо измерить число нейтронов, испускаемых в акте деления, то поступают следующим образом. Внутри счетчика помещают делительную камеру. Импульсом этой камеры, обусловленным осколками деления, запускается ждущая развертка осциллографа. γ -Лучи от захвата нейтронов, испускаемых в данном акте деления, могут быть зарегистрированы на экране осциллографа через несколько микросекунд после запуска развертки. Вероятность появления в эти несколько микросекунд импульсов от γ -фона очень мала и может быть оценена.

Если в такой счетчик попадает быстрый нейтрон, то в нем возникает световой импульс от протона отдачи. Через несколько микросекунд в счетчике появляется импульс от γ -лучей, сопровождающих захват замедлившегося в сцинтилляторе нейтрона.

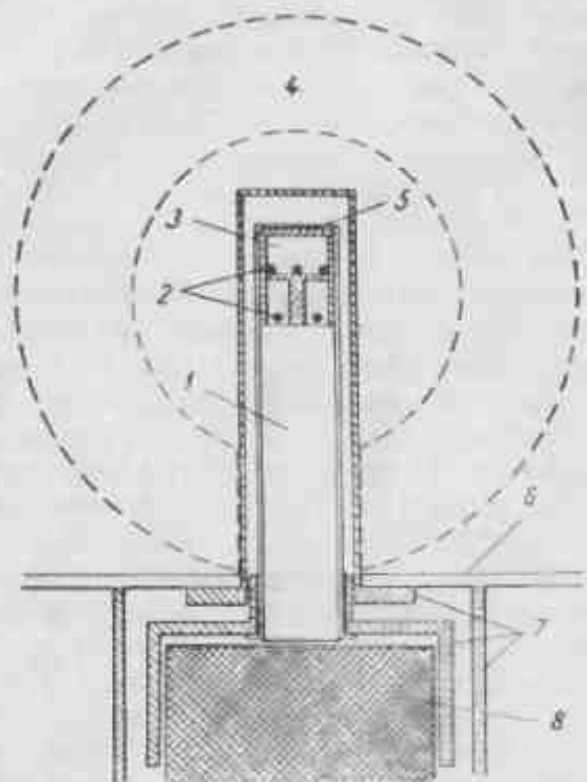


Рис. II. 24. Сцинтиляционный счетчик Боннера.

1 — кварцевый стержень; 2 — шарики из пластического сцинтилятора; 3 — жидкость КЕЛ — F; 4 — положение расщепителя; 5 — алюминия фольга; 6 — лист алюминия; 7 — свинец; 8 — фотоумножитель Демонт-6291.

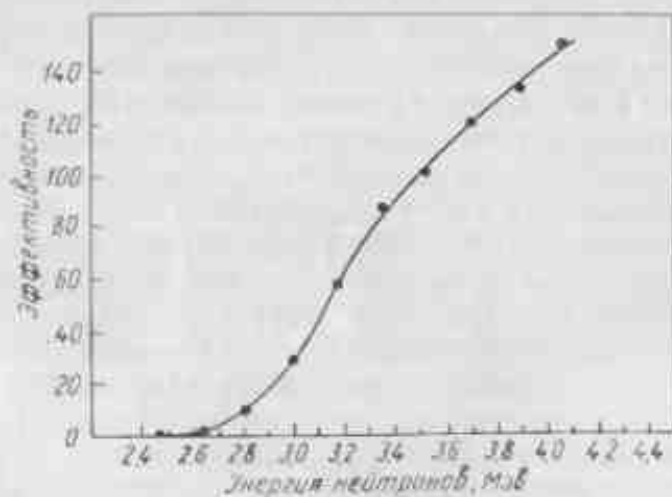


Рис. II. 25. Кривая эффективности счетчика Боннера в зависимости от энергии нейтронов.

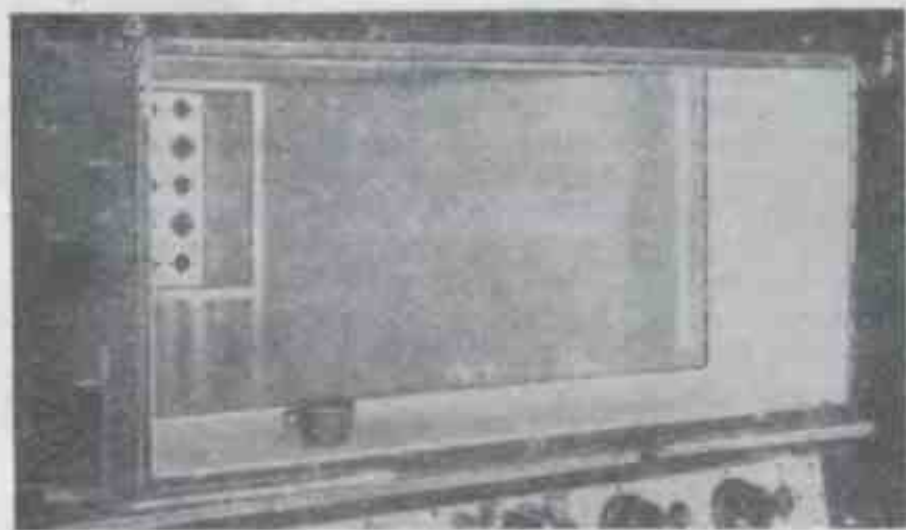


Рис. II. 26. Внешний вид частично разобранного бака большого жидкостного сцинтиляционного счетчика. На дне бака видна панель для крепления фотоумножителей.

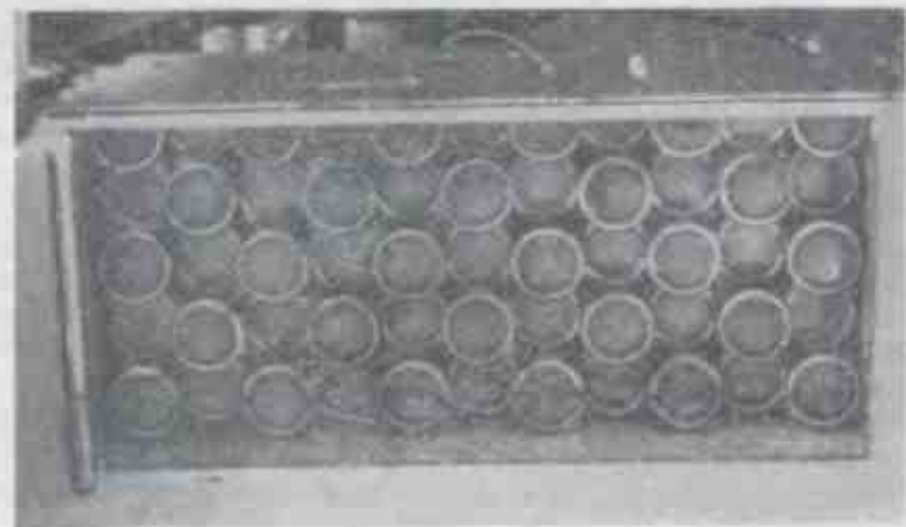


Рис. II. 27. Расположение фотоумножителей в большом жидкостном сцинтиляционном счетчике. Для получения наибольшей светочувствительной поверхности фотоумножители расположены в шахматном порядке.

Рейнес и др. точно определили время, необходимое для того, чтобы попавший в счетчик быстрый нейтрон замедлился до тепловой энергии и претерпел радиационный захват. Наиболее подходящим веществом для поглощения нейтронов является кадмий. При захвате нейтрона кадмием испускается несколько γ -квантов с суммарной энергией около 8 Мэв. В противоположность бору сечение захвата нейтронов в кадмии велико только в тепловой области. Это приводит к тому, что быстрый нейтрон, попавший в счетчик, успевает замедлиться до тепловой энергии, прежде чем он захватывается ядром кадмия, так что интервал времени между импульсом от протона отдачи и импульсом от γ -кванта, сопровождающего захват, практически постоянен. Это время, рассчитанное методом Монте-Карло, хорошо согласуется с экспериментальным значением. Поскольку интервал времени не строго постоянен, то для получения 100%-ной эффективности необходимо перекрывать интервал в несколько десятых микросекунды в зависимости от концентрации кадмия в растворе.

Из практических соображений в качестве сцинтиллирующей жидкости в подобных счетчиках наиболее часто используют раствор терфенила в толуоле или бензоле. Примеси воды, кислорода или соединений, содержащих серу, должны быть удалены, так как они являются гасящими агентами.

Изготовление надежных уплотнителей для больших счетчиков представляет известные трудности, так как сцинтиллирующие жидкости разъедают органические уплотнители, например обычную резину, и загрязняются от них. Поэтому для уплотнителей здесь приходится применять специальную резину, стойкую к органическим растворителям. Одна из основных проблем при конструировании больших сцинтилляторов состоит в получении удовлетворительного собирания света от сцинтилляций на фотоумножитель. В этом отношении хорошие результаты дает применение отражателей, в качестве которых чаще всего используют двуокись титана. Полезно также применять сместители спектра излучения сцинтиллятора в область чувствительности фотоумножителя [67—68]. В качестве сместителей спектра часто используют *PPP* или *BB*, которые сдвигают спектр излучения сцинтиллятора из области ультрафиолетовых лучей в область видимого света. Преобразование длины волны спектров излучения сцинтилляторов имеет три больших преимущества:

- 1) при увеличении длины волны увеличивается длина свободного пробега и уменьшается поглощение излучения в растворе;
- 2) улучшаются условия отражения света от стенок контейнера;
- 3) имеется возможность подбирать спектральные характеристики сцинтилляторов и фотоумножителей.

Большие жидкие сцинтилляторы используют также для регистрации нейтронов с энергией до 100 Мэв. Описанные сцинтилляторы применяли для измерений на больших электронных синхротронах (Трешер с сотр. [94] и Кристи с сотр. [95]). В этих экспе-

риментах фон от γ -лучей не представлял особых неприятностей по следующим причинам. Во-первых, для больших энергий импульсы на выходе сцинтиллятора почти пропорциональны энергии всех типов частиц и разница в величине импульса от протонов и электронов с энергией 100 Мэв гораздо меньше, чем при энергии, скажем, 1 Мэв. Во-вторых, пробег протонов с энергией 100 Мэв в бензоле равен 8,8 см, тогда как пробег электронов с той же энергией — около 50 см. Таким образом, если размеры счетчика не превышают 30 см, то электроны не могут оставлять в сцинтилляторе всю свою энергию.

Поэтому большие сцинтилляционные счетчики успешно применяют в качестве мониторов потоков очень быстрых нейтронов. Эффективность таких счетчиков (70 см диаметром и 11 см толщиной) для быстрых нейтронов, согласно работе Кристи и сотрудников, составляет около 8%.

Неорганические сцинтилляторы

Познакомившись в общих чертах со свойствами органических сцинтилляторов, остановимся теперь на некоторых типах неорганических сцинтилляторов, применяемых для регистрации нейтронов.

Сернистый цинк [96—97] обычно активируется серебром и используется в самых разнообразных видах. Это один из наиболее эффективных сцинтилляторов. При помощи ZnS около 20% энергии быстрых частиц может конвертироваться в свет. Основным недостатком этого сцинтиллятора является его непрозрачность к собственному излучению. Поэтому чаще всего ZnS используется в виде порошка. Эффективная толщина пленки сернистого цинка не превышает 50 мг/см². Второй недостаток ZnS — относительно большое время высвечивания. Более того, ZnS имеет несколько периодов свечения. Перед тем как использовать ZnS в качестве сцинтиллятора, его необходимо выдерживать в темноте в течение нескольких часов для затухания самого длинного периода; более короткий период составляет 10^{-5} сек, и, наконец, как сообщили Куиц и сотр. [98], имеется еще третий период 0,04 мксек, так что детекторы, содержащие ZnS , могут работать с подходящим усилителем и дифференцированием импульсов при довольно высокой скорости счета.

Сплав $ZnS - B_2O_3$ является детектором, имеющим ряд преимуществ при регистрации тепловых нейтронов. В этом сцинтилляторе импульсы обусловлены α -частицами, образующимися при реакции $B^{10}(n, \alpha)Li$. Подобный сцинтиллятор был описан Гансом, Кошором и Баярдом [99]. Плавленый B_2O_3 прозрачен и из него можно изготовить сцинтиллятор, который будет тонким по отношению к пробегу электронов, образованных γ -лучами, и толстым по отношению к пробегу продуктов реакции $B^{10}(n, \alpha)Li$. Для приготовления такого сцинтиллятора измельченный в порошок B_2O_3 смешивают с порошком $ZnS(Ag)$ (от 30

до 50% по весу, средний диаметр зерен 10 мк), насыпают на алюминиевую фольгу толщиной 0,1 мм и нагревают до 540° С. Сплав накрывают еще одной фольгой и спрессовывают до желаемой толщины при температуре 480° С. Перед прессованием сплав полезно охладить, это устраняет образование пузырьков и облегчает удаление верхней фольги. Нижняя фольга служит одновременно отражателем и основой, на которой крепится сцинтиллятор. Ввиду того что при поглощении водяных паров сцинтиллятор мутнеет,

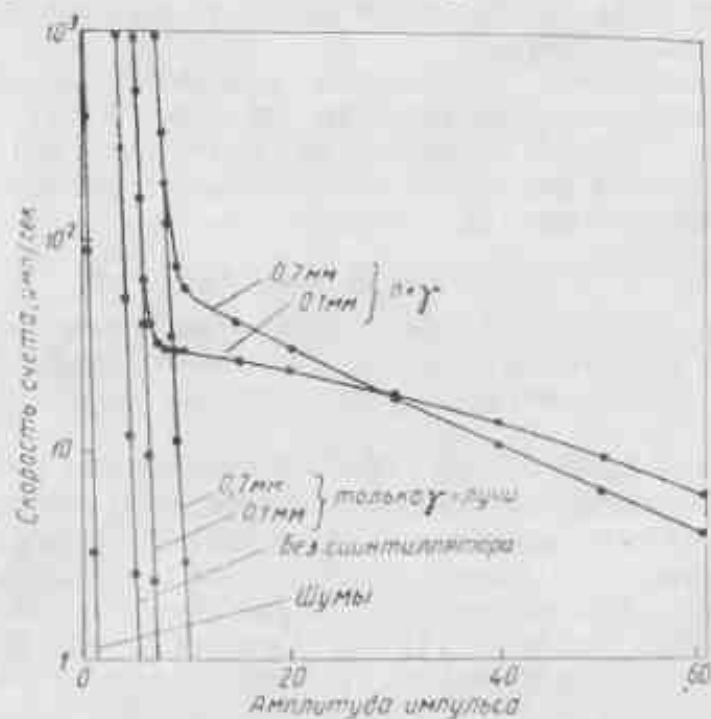


Рис. П. 28. Чувствительность сцинтиллятора ZnS— V_2O_5 (площадь $6,5 \text{ см}^2$ и ZnS (Ag): $V_2O_5 = 1:2$ по весу) толщиной 0,1 и 0,7 мм к нейтронам и γ -лучам. Поток тепловых нейтронов $\sim 250 \text{ нейтр./см}^2\text{сек}$; интенсивность γ -лучей $\sim 70 \text{ р/ч (Re)}$.

его смазывают силиконовым или минеральным маслом. Подобные сцинтилляторы изготавливают толщиной от 0,1 до 2 мм и диаметром до 12 см. На рис. П. 28 показан интегральный спектр импульсов от нейтронов, снятый при наличии сильного фона γ -лучей. Видно, что более толстый сцинтиллятор гораздо более чувствителен к фону γ -лучей. Аналогичные детекторы были описаны Байлеем и Прискотом [100].

Для регистрации быстрых нейтронов вместо V_2O_5 применяют прозрачные органические вещества, например люцит или «спреспекс», импульсы в которых возникают от протонов отдачи, поскольку в состав органических веществ всегда входит водород. Подобные детекторы были впервые описаны Хорниаком [101]. Порошок ZnS и порошкообразный люцит (диаметр зерен 8—25 мк

хорошо размалывают и спрессовывают под давлением около 130 атм и при температуре 120° С. Оптимальный состав смеси ZnS — люцит 1,5 : 10 по весу. При таком составе удается получить прозрачные сцинтилляторы толщиной 6 мм, мало чувствительные к γ -лучам. На рис. П. 29 и П. 30 приведены зависимости эффективности подобного сцинтиллятора к нейтронам различных энергий и γ -лучам с энергией 17,6 Мэв от порога дискриминации.

По сравнению с ионизационной камерой такие сцинтилляторы при регистрации быстрых нейтронов отличаются высокой эффективностью и компактностью. Некоторой модификацией счетчика Хорниака является детектор, предложенный Сигондоллером с сотр. [102]. Здесь в качестве органического вещества использовали жидкость, называемую биопластиком, которая будучи активирована органическим катализатором, превращается в прозрачную пластмассу со свойствами, подобными люциту. Порошок ZnS применяют к жидкости, когда она уже частично полимеризована. При этом высокая вязкость смеси предотвращает оседание зерен ZnS. Кипни [103] высказал предположение о том, что чувствительность описанных выше детекторов к быстрым нейтронам до некоторой степени обусловлена вкладом реакций (n, p) или (n, α) на сере, входящей в состав ZnS. Эти реакции имеют порог около 2 Мэв и, вероятно, дают существенный вклад при высоких энергиях нейтронов.

Куниц, Кипни и Ашли [98] изучали свойства смесей ZnS (Ag) с различными детекторами, чувствительными к нейтронам. На рис. П. 31 приведена зависимость эффективности регистрации быстрых нейтронов от энергии для различных детекторов.

В главе I уже говорилось о некоторых свойствах реакции $Li^6(n, \alpha)T$ применительно к задачам регистрации нейтронов¹. К сожалению, не существует газообразных соединений лития, поэтому эта реакция для регистрации нейтронов используется только в твердых сцинтилляторах и фотопластинках. На возможность использования LiJ в качестве сцинтиллятора было впервые указано Хофштадтером [104]. Шенк [105—107] изучал большое количество соединений, содержащих литий. Результаты его исследований свойств кристаллов LiJ были подтверждены в работах Никольсона и Свиллинга [108]. В этих работах указывалась важность правильного выбора активатора для сцинтиллятора из LiJ. В случае NaJ хорошие результаты дает активация таллием. В случае LiJ активация таллием приводит к большому разбросу в амплитуде импульсов из-за неравномерной активации кристалла. Относительно легко могут быть выращены кристаллы LiJ (Sn), которые позволяют получить хорошее энергетическое разрешение. Однако

¹ W. Bernstein, A. W. Schardt, Phys. Rev., **85**, 919 (1952). R. B. Murray, Bull. Amer. Phys. Soc. II, **2** (5) 267 (1957). Nucl. Inst., **2**, 237 (1958). K. P. Nicholson, N. J. Pattenden, A. E. R. E. Report NP/M 73 (1955).

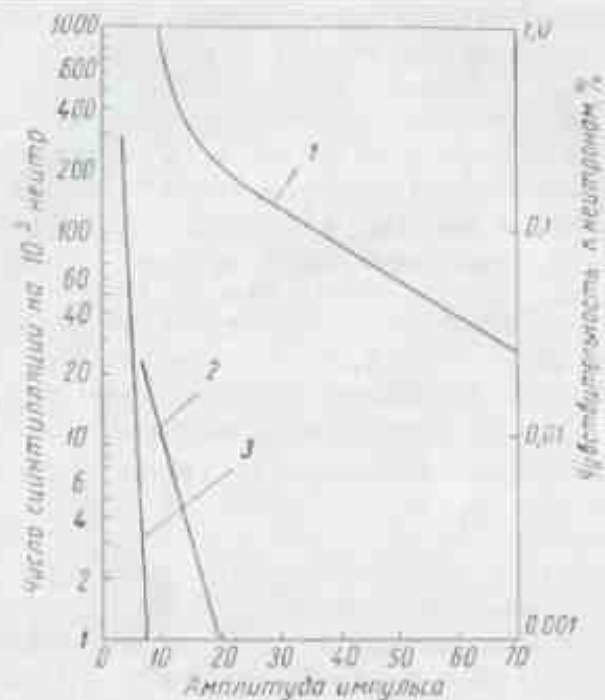


Рис. П. 29. Зависимость чувствительности детектора Хорниака к γ -лучам и нейтронам с энергией 0,5 Мэв от напряжения смещения дискриминатора:

1 — нейтроны с энергией 0,5 Мэв; 2 — γ -лучи с энергией 17,6 Мэв; 3 — шуми фотоумножителя RCA-5819.

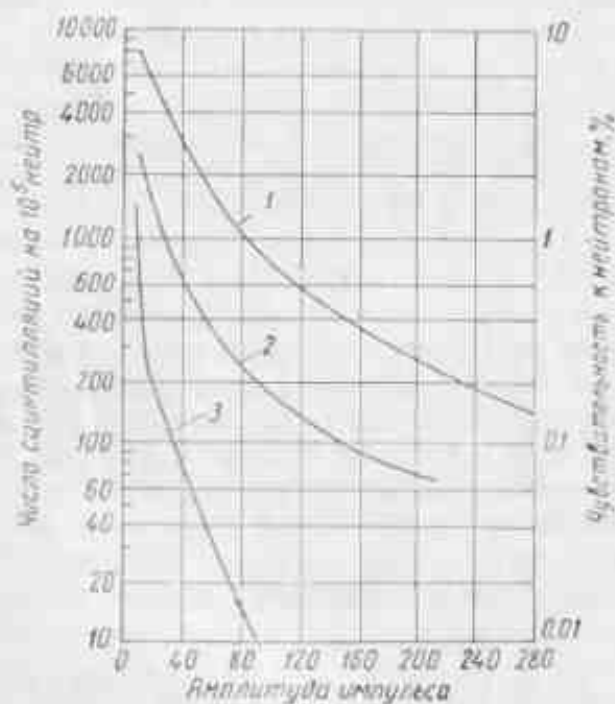


Рис. П. 30. Зависимость чувствительности детектора Хорниака к нейтронам с энергией 0,5, 14,2 Мэв и к нейтронам источника Po-Be от напряжения смещения дискриминатора:

1 — нейтроны с энергией 14,2 Мэв; 2 — нейтроны Po-Be источника; 3 — нейтроны с энергией 0,5 Мэв.

Эти кристаллы химически неустойчивы, а спектр испускаемого света плохо согласуется со спектральными характеристиками фотоумножителей. У кристаллов, активированных европием, нет этого недостатка, однако у них довольно большая постоянная высвечивания (1,4 мксек.)

Кристаллы LiI толщиной 1 см, выращенные из естественной смеси изотопов лития, имеют эффективность регистрации тепловых нейтронов $\sim 65\%$. В противоположность органическим сцинтилляторам эффективность люминесценции неорганических кристаллов для тяжелых ионизирующих частиц уменьшается несущественно. При энергии частиц в несколько мегаэлектронвольт величина импульсов от α -частиц в неорганическом сцинтилляторе всего на 10—30% меньше, чем величина импульсов от электронов той же самой энергии. С помощью детектора LiI (Sn), прокалиброванного γ -лучами Cs^{132} с энергией 0,661 Мэв, Никольсон и Шидлинг определили энергию α -частиц в 4,1 Мэв (истинное значение 4,8 Мэв). Разрешающая способность кристалла (полная ширина на полувысоте) была около 12%. Постоянная времени высвечивания сильно зависит от активатора. При активации европием она составляет 1,4 мксек, в то время как при активации самарием она равна 0,25 мксек (постоянная высвечивания NaI (Tl) равна 0,34 мксек).

С помощью кристаллов LiI можно регистрировать нейтроны при фоновом потоке γ -лучей 20 $\mu\text{p}/\text{ч}$ с энергией менее 3 Мэв без значительных наложений импульсов.

Часто необходимо регистрировать γ -лучи, вызванные неупругим рассеянием или захватом нейтронов [109]. В ряде экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов исследование сопровождающего γ -излучения представляет самостоятельный инте-

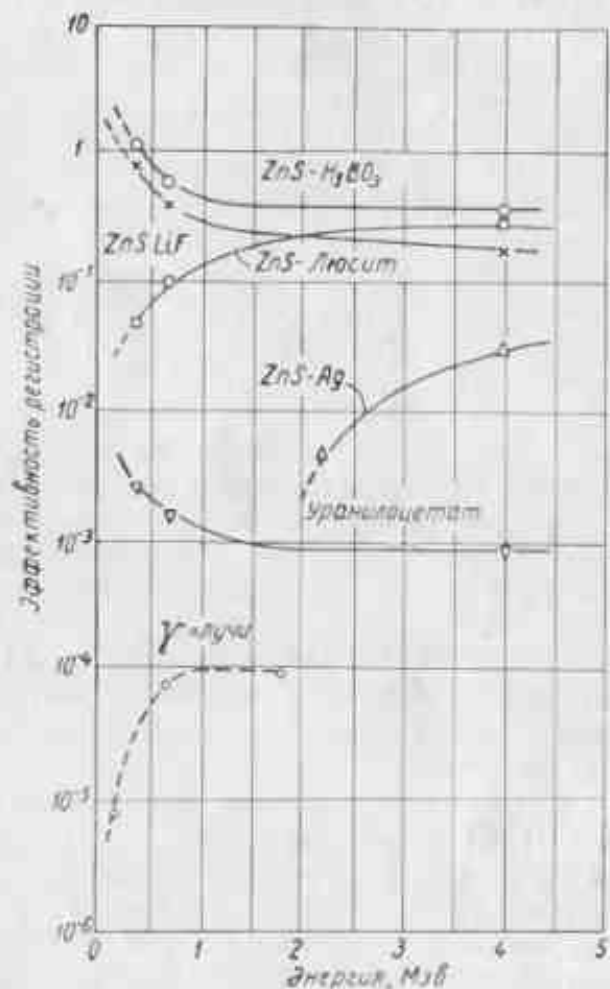


Рис. П. 31. Эффективность различных сцинтилляторов к нейтронам.

рес, не связанный с проблемами регистрации нейтронов. В других же экспериментах, наоборот, нейтроны регистрируются по γ -лучам, испускаемым при захвате нейтронов в поглотителе. Например, в спектрометрии по времени пролета в области энергии нейтронов от 100 до 1000 эв эффективность борной камеры значительно падает, если она не имеет достаточно больших размеров. Применение же большой камеры приводит к значительной неопределенности во времени. Регистрация γ -лучей, испускаемых при поглощении нейтронов в поглотителе, устраняет эту трудность. Если рассмотреть цилиндр с тонкими алюминиевыми стенками высотой 3 см, наполненный аморфным B^{10} и помещенный по оси пучка нейтронов с энергией 1 кэв, то этот цилиндр будет представлять для пучка падающих нейтронов почти черное тело. В 94% всех захватов нейтронов испускаются γ -лучи с энергией 480 кэв, которые регистрируются с помощью кристалла NaJ (Тl). Такая система была предложена Даквортом и сотр. [110] и усовершенствована Райем и Бовеем [111]. При энергии нейтронов выше 1 кэв эффективность метода падает: при 50 кэв, например, цилиндр, использованный Райем и Бовеем, поглощает нейтроны только на 50%. Малая энергия γ -лучей делает необходимым применение тяжелой защиты и амплитудного анализа импульсов для выделения пика при энергии 480 кэв с целью уменьшения фона. Полная эффективность регистрации нейтронов в экспериментах Райя и Бовея при энергии 1 кэв составляла 2,6%. Преимущество этой системы заключается в том, что эффективность регистрации нейтронов остается постоянной вплоть до 1 кэв, когда начинает сказываться потеря нейтронов.

Аналогичная система была описана Альбертом и Гертнером [112] в экспериментах по времени пролета, выполненных на бетатроне. В качестве поглотителя они использовали самарий, который при поглощении нейтронов испускает несколько γ -квантов с суммарной энергией 8 Мэв. С помощью схемы совпадений импульсов от двух жидких сцинтилляторов было достигнуто существенное уменьшение фона, хотя применение методики совпадений несколько уменьшало эффективность. Применение поглотителя больших размеров для увеличения эффективности ограничено поглощением в нем γ -лучей.

И, наконец, отметим еще несколько неорганических сцинтилляторов, которые находят применение при регистрации нейтронов. Хардинг [113] сконструировал сцинтиллятор, аналогичный детектору Хорниака. Детектор Хардинга отличался от детектора Хорниака тем, что в качестве сцинтиллятора использовался KaJ , а в качестве органического вещества — α -бромонафталин, который имеет тот же самый коэффициент отражения, что и KaJ . Размеры детектора были выбраны таким образом, чтобы толщина сцинтиллятора не превосходила среднего пробега протонов отдачи, в то время как толщина органического материала была выбрана равной среднему пробегу электронов от γ -лучей. Браун [114] заменил

α -бромонафталин полистиролом, из которого можно было сделать прозрачную таблетку. Эффективность такого детектора к нейтронам сравнима с эффективностью детектора с ZnS . Однако чувствительность к γ -лучам у него больше.

Некоторые другие сцинтилляционные методы [115—120]

Эриксон и Кауфман [121] сконструировали фотоумножитель, который работает без сцинтиллятора. Внутренняя поверхность переднего окна фотоумножителя перед его сборкой покрывается пластой из B^{10} или $U_3^{235}O_8$ в масле, которая спекается при монтаже фотоумножителя. α -Частицы или осколки деления, возникающие при взаимодействии нейтронов с B^{10} или U^{235} , попадают непосредственно на катод фотоумножителя и выбивают электроны, которые умножаются обычным путем.

В ряде экспериментов находят применение детекторы, в которых регистрируются световые вспышки от осколков деления, проходящих через инертные газы [122]. Для сдвига спектра излучения газов в область чувствительности фотоумножителей используется кватерфенил. Лучшее всего для этой цели использовать ксенон. Несколько худшие результаты дают криптон и аргон. Разрешающее время таких сцинтилляторов около 1 нсек или менее. Такое малое разрешающее время является одним из преимуществ подобных систем. Однако эффективность подобных детекторов сравнима с эффективностью ионизационных камер с тонким покрытием. Поэтому такие детекторы чаще используются при изучении деления, чем для регистрации нейтронов.

II. 4. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

Фотопластинки [123—125]

Фотопластинки в качестве детекторов нейтронов обладают рядом преимуществ. Во-первых, они суммируют все процессы, которые происходят в пластинке в течение всего периода ее облучения. При дозиметрических измерениях слабых потоков медленных и быстрых нейтронов или при измерении очень слабых потоков нейтронов в космических лучах это свойство фотопластинок может играть существенную роль, поскольку в течение экспозиции не используется никакого электронного или иного оборудования. Более того, поскольку длины треков от частиц с энергией порядка 2 Мэв очень незначительны (40 мк), толщина эмульсий (обычно около 200 мк) может быть сделана очень небольшой. Фотопластинки могут помещаться в непосредственной близости от источника и тем не менее охватывать лишь небольшой телесный угол. Эмульсии, которые используются в ядерной физике, обладают

относительно низкой чувствительностью к γ -лучам. Для того чтобы наблюдать треки электронов, необходимы специальные пластинки, проявляемые особым методом. И, наконец, ввиду своих малых размеров и массы фотопластинки при измерениях не приводят к заметному искажению падающего потока в результате рассеяния. Наряду с указанными преимуществами они имеют один существенный недостаток. Просмотр пластинок очень трудосмок. Даже в простейшем случае, когда приходится регистрировать частицы от внешнего радиатора (например, от пленки водородсодержащего вещества), обнаружение всего 1000 треков, начинающихся на поверхности эмульсии, представляет собой длительную процедуру, которая становится еще более утомительной, если необходимо регистрировать треки, начинающиеся внутри эмульсии и обусловленные такой реакцией, как $Li^6(n, \alpha)T$, когда требуется еще установить баланс энергии и импульса для определения энергии нейтронов.

Попытки использования обычных фотопластинок для ядерных исследований были предприняты еще до войны. Фотопластинки реагируют на быстрые ядерные частицы точно так же, как и на свет. Однако эмульсии обычных пластинок имеют слишком большой размер зерен, чтобы их можно было использовать для регистрации треков ядерных частиц. Ноуэл с сотр. [126] добился значительных успехов после длительной работы в направлении уменьшения размеров зерен и увеличения содержания $AgBr$ в эмульсии. В настоящее время существуют эмульсии, приспособленные для регистрации различных видов частиц. Однако во всех эмульсиях содержание $AgBr$ достигает 80% по весу. Для регистрации нейтронов это оказывается существенным, так как содержание водорода в эмульсии относительно невелико, а ослабление пучка нейтронов в плоскости пластинки значительно (за счет резонансного захвата нейтронов ядрами Ag).

Другой особенностью ядерных эмульсий, обусловленной высоким содержанием $AgBr$, является большая усадка при фиксировании и растворении оставшегося бромистого серебра. Усадка ядерных эмульсий может достигать 60% по сравнению с 10% для обычных пластинок.

Обзоры работ по использованию фотопластинок в ядерных исследованиях были сделаны Ротблатом [127] и Бейзером [128]. В приложении 12 приведены кривые, данные Ротблатом для пробегов α -частиц и протонов в эмульсиях, а также для разброса пробегов (от которого зависит энергетическое разрешение фотопластинок). Розен [129—131] дал обзор работ по применению фотопластинок для регистрации нейтронов.

Медленные нейтроны [132]. О возможности применения эмульсий для измерения дозы тепловых нейтронов от реактора впервые было сообщено Каером и сотр. [133]. Его метод основывался на регистрации треков протонов с энергией 0,625 Мэв, возникающих в эмульсии при взаимодействии нейтронов с ядрами азота, входя-

щими в состав эмульсии. Этот метод, однако, страдает целым рядом недостатков, главным из которых является неопределенность в сечении реакции (n, p) на азоте, а также неточность в определении концентрации азота в эмульсии.

Чувствительность фотопластинок к потоку медленных нейтронов может быть сильно увеличена путем введения в состав эмульсии ядер бора или лития. Каплан и Ягода [134] описали методику загрузки фотоэмульсии бором и литием при использовании их для регистрации нейтронов космических лучей. При обычной пропитке эмульсий может быть достигнута концентрация бора и лития в эмульсии соответственно 34 или 12 мг на 1 мл эмульсии. При использовании специальной методики эта концентрация может быть увеличена до 72,5 мг бора и 17,5 мг лития на 1 мл эмульсии.

Очевидно, что при такой концентрации можно регистрировать поток нейтронов в несколько нейтронов, падающих на 1 см^2 в 1 сек. Например, суточная допустимая доза медленных нейтронов будет давать в эмульсии 100 треков на 100 квадратных микрон эмульсии. Об использовании эмульсий, загруженных литием и бором, сообщали также и другие авторы [133, 135]. Бэкер [136] заметил, что при измерениях плотности потока нейтронов происходит заметное помутнение эмульсии на краях пластинки. Для точных измерений необходимо использовать только диск, вырезанный из средней части пластинки.

Быстрые нейтроны [137—141]. Был выполнен целый ряд экспериментов, в которых фотопластинки использовались в качестве детекторов быстрых нейтронов. Рассмотрим сначала измерения спектров нейтронов, основанные на регистрации протонов отдачи от водорода, входящего в состав эмульсии. Здесь следует отметить два обстоятельства, ограничивающие возможности данного метода. Во-первых, для получения достаточной статистики за приемлемый промежуток времени необходимо, чтобы плотность потока нейтронов была порядка 10^6 нейтр/см². Разрешающая способность метода составляет 50—100 кэв. Минимальная энергия нейтрона, которая может быть надежно определена, составляет около 500 кэв (по протонам отдачи могут быть зарегистрированы треки с энергией 300 кэв, однако эти результаты должны быть исправлены на уменьшение чувствительности). Аналогичная методика применяется для регистрации нейтронов, образующихся в реакции типа (d, n) . В этих исследованиях пластинки располагаются под небольшим углом к пучку падающих нейтронов. Этим достигается малое ослабление пучка нейтронов (пучок нейтронов с энергией 5 Мэв ослабляется в 0,6 раза в 3 см эмульсии). Отбираются протоны отдачи, треки которых лежат в угле, не превышающем 15° относительно направления падающего нейтронного пучка. При этом, конечно, вводится поправка на протоны отдачи, которые начинаются около поверхности пластинки и выходят из нее. Таким путем могут быть получены вполне удовлетворитель-

ные результаты. Экспериментов такого рода довольно много, и они систематизированы в работах [142—145].

Во втором типе экспериментов с подобной геометрией изучалось неупругое рассеяние нейтронов с энергией 14 Мэв на различных веществах. Источником нейтронов в этих экспериментах служила реакция $T(d, n)$ (источник давал 10^{10} нейтр/сек с энергией 14,1 Мэв, изотропно испускаемых из мишени). Источник окружался сферой из исследуемого вещества. В спектре нейтронов, прошедших через исследуемое вещество, имелись как нейтроны с энергией в 14 Мэв, не претерпевшие взаимодействия, так и нейтроны с меньшей энергией, испытавшие неупругие соударения. Спектр нейтронов, претерпевших неупругое рассеяние, представляет большой интерес и исследовался в работах [146—149]. Из анализа этого спектра можно сделать заключение о «температуре» составного ядра, образуемого в результате захвата падающего нейтрона ядром-мишенью. Однако в этих экспериментах форма спектра нейтронов в области энергий от 0,5 до 2 Мэв сильно зависит от чувствительности эмульсий. Ядерная «температура», определенная из экспериментов по времени пролета, довольно сильно отличается от температуры, полученной из анализа спектров нейтронов в фотоэмульсиях. Это различие, по-видимому, объясняется уменьшением чувствительности эмульсий при низких энергиях.

В третьем типе экспериментов изучался спектр только неупруго рассеянных нейтронов на различных веществах. Энергия падающего пучка моноэнергетических нейтронов лежала в пределах от 2 до 5 Мэв. Детектор был защищен от мишени ускорителя, но регистрировал нейтроны, рассеиваемые исследуемым веществом.

Однако число рассеянных нейтронов обычно много меньше числа нейтронов, испускаемых источником (примерно в 1000 раз), поэтому подобные эксперименты довольно трудны. Несколько таких опытов описано в работах [150—152].

Нересон и Райнис [153] сделали попытку измерить методом регистрации протонов отдачи в фотоэмульсии спектр изотропного потока нейтронов. Однако при обработке результатов измерений возникло много трудностей из-за необходимости двойного дифференцирования полученного спектра протонов отдачи. Киппин и Робертс [154] предложили другой метод определения спектра потока быстрых нейтронов, в котором использовались пластинки, загруженные литием. В данном методе встречаются свои трудности: во-первых, функция возбуждения реакции $Li^7(n, \alpha)T$ имеет наряду с большой величиной сечения в тепловой области резонансный пик при 260 кэв, который должен быть принят во внимание; во-вторых, разделение треков α -частиц и тритонов довольно сложно, так как приходится анализировать каждый случай в отдельности. Таким образом, точное определение спектра изотропного потока быстрых нейтронов составляет большие трудности.

Внешние радиаторы [155—156]. Во всех описанных экспериментах треки образовывались непосредственно внутри эмульсии. Однако имеется интересная группа экспериментов, в которых реакция происходит во внешнем по отношению к эмульсии радиаторе, а в эмульсии регистрируются только продукты реакции (протоны или дейтроны). Эти эксперименты в основном проводятся с источником нейтронов с энергией 14 Мэв. Радиатор и пластинки поме-

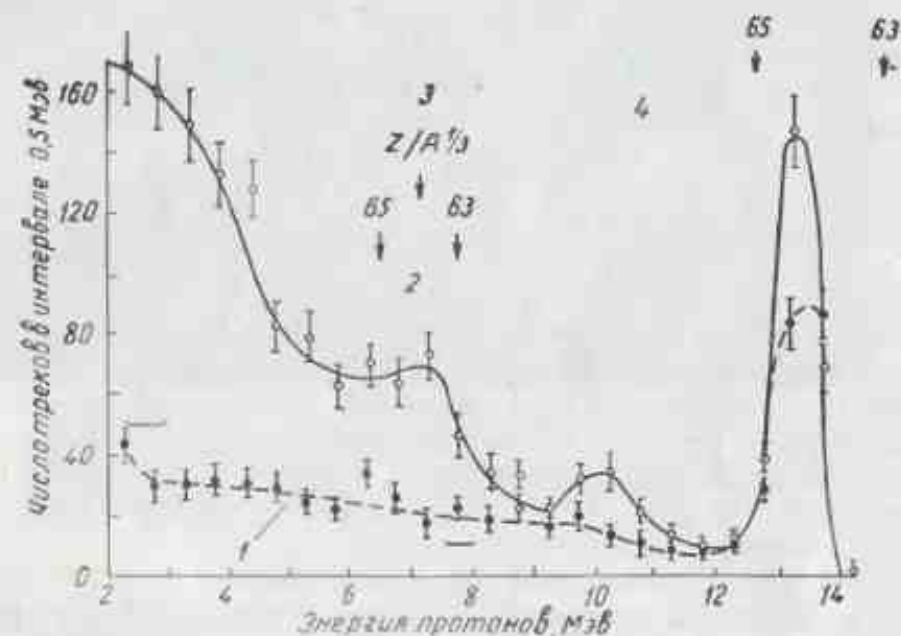


Рис. 11.32. Энергетическое распределение протонов реакции $Si(n, p)Ni$:

1 — фон; 2 — максимальная энергия дейтронов; 3 — высота барьера; 4 — максимальная энергия протонов.

щаются в вакуумную камеру для уменьшения рассеяния в воздухе. Отбираются только такие треки, которые начинаются на поверхности эмульсии и направление которых совпадает с направлением от радиатора. В экспериментах Розена и сотр. [157] между пластинками и источником помещался коллиматор из железа и парафина. Однако в этих экспериментах имелся значительный фон треков, возникающих в результате соударений нейтронов с протонами эмульсии. В экспериментах Аллена [158] никакой защиты не применялось. Фон определялся путем проведения измерений без радиатора. Типичный спектр протонов реакции $Si(n, p)Ni$ показан на рис. 11.32.

Нейтронная радиография [159]

Хорошо известно, что нейтроны могут использоваться в большинстве экспериментов, в которых до недавнего времени в качестве проникающего излучения использовались только рентгеновы

лучи. Подобно рентгеновым лучам пучок нейтронов может отражаться от плоскостей кристаллической решетки, в результате чего получаются моноэнергетические нейтроны. Изучение структуры твердого тела с помощью нейтронных пучков имеет очень большое значение. В большинстве этих исследований используются нейтронные детекторы, которые рассматривались выше. Использование же нейтронов для целей радиографии имеет свои особенности.

Использование рентгеновых лучей в радиографии основано не только на их проникающей способности, но и на том факте, что поглощение рентгеновых лучей в различных элементах сильно зависит от Z — примерно пропорционально Z^4 . Поэтому на рентгеновских снимках кости скелета, содержащие С, Са и О, хорошо выделяются на фоне мягких тканей, в состав которых входят Н, С и О. Аналогичный эффект имеет место при поглощении нейтронов. Однако здесь нужно учитывать соответствующую поглощающую способность ядер. Так, например, водород рассеивает нейтроны гораздо сильнее, чем свинец (50 барн для тепловой области по сравнению с 10 барн для свинца). На рис. II. 33 показан снимок блока свинца с восковой прокладкой, сделанный с помощью нейтронного пучка. Эта картина обратна той, которая была бы, если бы вместо нейтронного пучка использовались рентгеновы лучи. На рис. II. 34 показана фотография растений, сделанная с помощью нейтронного пучка.

Поскольку фотопластинки не чувствительны к нейтронному пучку, то основной проблемой нейтронной радиографии является выбор подходящего конвертера, преобразующего плотность нейтронов в потемнение фотопленки.

Существуют три метода, которые можно использовать для этой цели:

1) нейтроны взаимодействуют с тонкой пленкой бора или лития, которой покрывается фотопластинка. α -Частицы, образовавшиеся в результате реакции, дают световые вспышки на экране из ZnS, которые в свою очередь вызывают потемнение фотозмульсии. Основная трудность состоит в том, что обычно потоки тепловых нейтронов сопровождаются значительным фоном γ -лучей, который вуалирует фотозмульсию;

2) нейтронный пучок поглощается в кадмии. γ -Лучи, образовавшиеся в результате поглощения нейтронов в кадмии, вызывают потемнение фотозмульсии пластинки, расположенной вплотную с кадмием. Как и в первом случае, пластинки вуалируются рассеянными γ -лучами и γ -лучами фона;

3) более удовлетворительные результаты дает метод, в котором нейтроны поглощаются радиоактивными конвертерами, например фольгой из серебра, индия или золота. После облучения фольга вынимается из пучка и накладывается на фотопленку. Испускаемые радиоактивной фольгой β - и γ -лучи вызывают потемнение эмульсии.

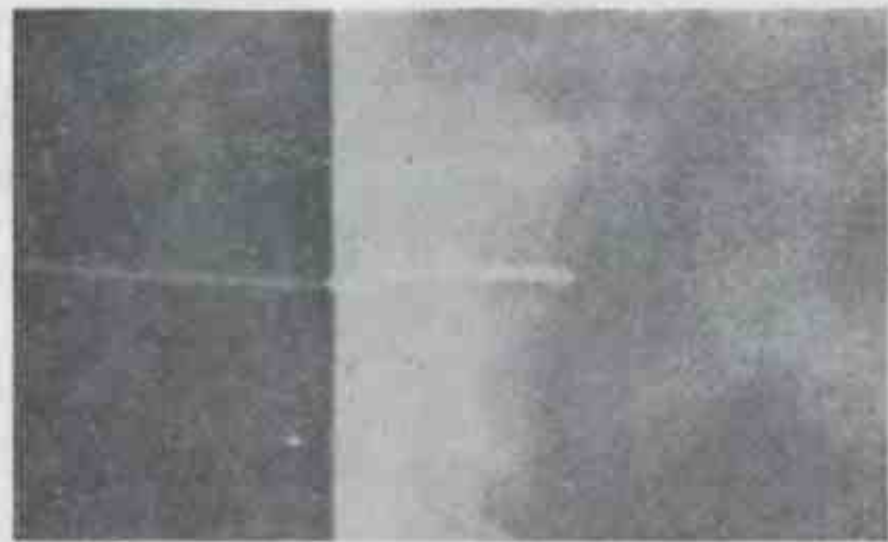


Рис. II. 33. Нейтроннографический снимок парафиновой щели в блоке свинца толщиной 5 см. Снимок иллюстрирует соотношение между коэффициентом поглощения нейтронов и рентгеновых лучей.

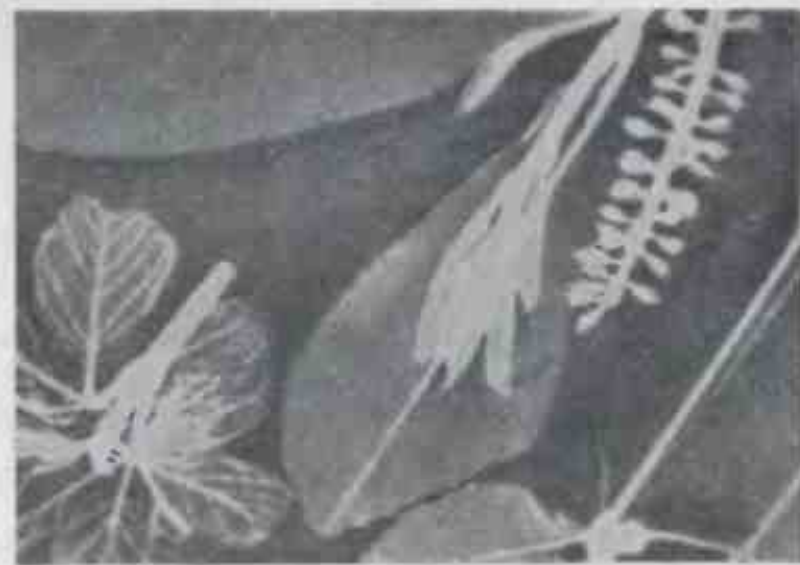


Рис. II. 34. Нейтроннографический снимок растений.

Камера Вильсона. Камере Вильсона присущ основной недостаток фотоэмульсий, а именно анализ результатов, полученных с ее помощью, чрезвычайно трудосмок. Она не обладает также преимуществами фотопластинок: небольшими размерами, малым рассеянием, простотой и способностью к накоплению информации. Однако при исследовании взаимодействий, при которых ядра отдачи получают малую энергию, камера Вильсона оказывается очень удобной. Так, например, спектр нейтронов деления, который простирается, грубо говоря, от 10 кэв до 10 Мэв, легко можно измерить одним из описанных выше методов от 800 кэв до максимальной энергии. Ниже 500 кэв метод фотоэмульсий становится малоэффективным. Любые электронные методы наталкиваются на серьезные трудности измерения формы спектра в области малых энергий нейтронов из-за наличия интенсивного потока быстрых нейтронов. Боннер и сотр. [165] использовали камеру Вильсона диаметром 30 см и глубиной 20 см. Стенки были сделаны из материала, слабо рассеивающего нейтроны. Камера была наполнена водородом под давлением $\frac{1}{3}$ атм и водяными парами. Тормозная способность водорода составляла примерно $\frac{1}{4}$ от тормозной способности воздуха. Поэтому протоны отдачи с энергией 50 кэв имели длину пробега 7 мм и она могла быть точно измерена. Таким образом, можно определить спектр нейтронов сравнительно низкой энергии.

В качестве другого примера можно привести определение спектра нейтронов реактора на быстрых нейтронах. Такой реактор не имеет замедлителя, и процесс уменьшения энергии нейтронов в результате неупругих соударений происходит до тех пор, пока сечение захвата не становится больше сечения упругого рассеяния. В результате максимальная энергия в спектре лежит между 50 и 300 кэв. Так как сечение деления U^{235} не очень быстро меняется в этой области, то определение спектра нейтронов очень важно, хотя встречает ряд трудностей. Спектр нейтронов от реактора на быстрых нейтронах Аргоннской лаборатории был измерен с помощью камеры Вильсона [166]. Основная трудность здесь состояла в том, чтобы обеспечить условия, при которых нейтроны, попадающие в камеру, действительно представляли бы поток нейтронов в реакторе. Если бы эти условия можно было удовлетворить, то камера Вильсона давала бы наилучший метод определения спектра.

Камера Вильсона может успешно применяться в тех экспериментах, в которых образуются ядра отдачи с малой энергией. Так, Коннер [167] изучал продукты реакции от взаимодействия 14 Мэв нейтронов с кислородом. При упругом рассеянии нейтронов на кислороде ядра отдачи имеют довольно маленькую энергию. Однако Коннеру удалось получить достаточную для анализа длину треков при использовании камеры Вильсона, наполненной кисло-

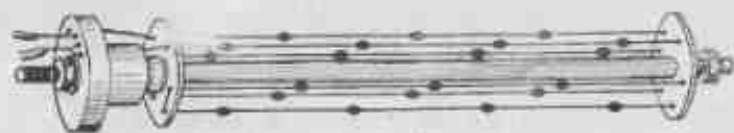
родом и водяными парами под давлением в 0,2 атм. Роуз и сотр. [168] измерили спектр нейтронов реакции $D(d, n)$ от «Зеты», используя диффузионную камеру Вильсона. Задача была очень трудной. Полный выход нейтронов в импульсе был порядка 10^6 . По касательной к тору этот выход был существенно меньше. Камера была расположена на расстоянии 3 м от центра источника нейтронов. Она была наполнена водородом под давлением 7 атм, что позволяло получить достаточно высокую эффективность. Определение энергии нейтронов можно было произвести с точностью до 4% при энергии протонов отдачи, большей 1,5 Мэв. Энергия нейтронов от реакции $D(d, n)$, вылетающих в прямом направлении при малой энергии падающих дейтронов, сильно зависит от энергии дейтронов. Поэтому при работе установки направление тока, сначала совпадавшее с направлением на камеру, затем менялось на обратное и наблюдалась разность максимальной энергии нейтронов в обоих этих случаях, которая достигала 200 кэв. Это означало, что неподвижные дейтроны соударялись с дейтронами, имеющими энергию 17 кэв.

В физике высоких энергий в настоящее время находит широкое применение так называемая пузырьковая камера, которая по существу является жидкой камерой Вильсона. Принцип работы пузырьковой камеры заключается в следующем: в камере резко снижается давление, в результате чего жидкость оказывается перегретой. На центрах, образованных ионами или электронами, возникают пузырьки. При создании пузырьковой камеры было преодолено много трудностей. В настоящее время она является одним из наиболее дорогих приборов в ядерной физике. Дальнейшее развитие пузырьковой камеры может привести к тому, что она найдет применение для регистрации нейтронов с энергией в несколько мегавольт.

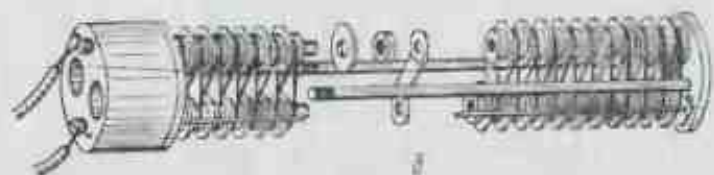
Нейтронные термоэлектрические элементы [169]. Нейтронный термоэлектрический элемент является наиболее простым прибором, который позволяет измерять очень интенсивные потоки нейтронов в реакторах. Один из сплав термопары покрывается тонким слоем пасты, содержащей аморфный порошок бора. В потоке нейтронов этот спай нагревается α -частицами, образующимися в реакции $B^{10}(n, \alpha)$. Такая система была описана Джекуэсом [170] и показана на рис. II. 35. Имеются два типа термопар. Первый тип — термопара с бусинками. Бусинки диаметром 1,5 мм покрывают дибораном, который затем разлагается при температуре 500° С. Размер бусинок выбирается из соображений оптимальных значений чувствительности и постоянной времени. При указанном размере бусинок чувствительность термоэлемента составляет 300 мкв на бусинку в потоке нейтронов 10^{12} нейтр/см²·сек. Постоянная времени такой термопары около 12 сек. Термоэлемент другого типа (см. рис. II. 35) состоит из дисков, изготовленных из бористой стали (около 2% бора). Эта конструкция более проста и надежна, однако ее постоянная времени около 40 сек.

Другие конструкции термоэлементов описаны в работах [171—174]. В одной из этих работ [173] описан термоэлемент, в котором активное вещество имеет толщину 0,14 мм, а постоянная времени составляет 0,037 сек.

Некоторые другие методы, редко используемые при регистрации нейтронов, описаны в работах [175—181].



a



b

Рис. Н. 35. Нейтронные термопары:

a — термопара с бусинками; б — термопара с дисками.

ЛИТЕРАТУРА

- Rossi B. B., Staub H. H. Ionization Chambers and Counters, N. N. E. S. Div. V, 2, N. Y., 1949.
- Staub H. H. Experimental Nuclear Physics, I (a). Detection Methods. N. Y., 1953.
- Wilkinson D. H. Ionization Chambers and Counters. Cambridge, 1950.
- Encyclopaedia of Physics, XLV, Nuclear Instrumentation II. Berlin, 1958.
- Price W. T. Nuclear Radiation Detection. N. Y., 1958.
- English W. N., Hanna G. C. Canad. J. Phys., 31, 768 (1953).
- Healey R. H., Reed J. W. The Behaviour of Slow Electrons in Gases. Sydney, 1941.
- Weill J. Nucleonics, 15/8, 45 (August 1957).
- Lapsley A. C. Rev. Scient. Instrum., 24, 602 (1953).
- Facchinini U., Malvicini A. Nucleonics, 13/4, 36 (April 1955).
- McCreary H. S., Bayard R. T. Rev. Scient. Instrum., 25, 161 (1954).
- Frisch O. R. British Atomic Energy Report BR 49 (n. d).
- Bunemann O., Cranshaw T. E., Harvey J. A. Canad. J. Res. A, 27, 191 (1949).
- Raffle J. F. Private communication, and to be published.
- Larsson K. E., Taylor G. Arkiv fys. 3, 9, 131 (1952).
- Lowde R. D. Rev. Scient. Instrum., 21, 835 (1950).
- Abson W., Wade E. Proc. Instn. Electr. Engrs., 103B, 590 (1956).
- Labeyrie J., Lallemont C., Weill J. J. Phys. Rad. 12, 32A (1951).
- Jagues T. A., Ballinger H. A., Wade R. Proc. Instn. Electr. Engrs., 100 (1), 110 (1953).
- Taylor D., Sharpe J. Proc. Instn. Electr. Engrs., 98 (11), 174 (1951).
- Duchene J., Lavergne J., Weill J. J. Nucl. Energy, 4, 1, 26 (1957).
- Hart R. R. UCRL 2096 (1955).
- Kaufman S. C., Pabis L. E. Nucleonics, 16/3, 90 (1958).
- Trice J. B. Nucleonics, 16/7, 84 (1958).

- Holmes J. E. R., McVicar D. D., Shepherd L. R., Smith R. D. J. Nucl. Energy, 1, 117 (1954).
- Allen W. D., Ferguson A. T. G. J. Nucl. Energy, 2, 38 (1955).
- Ericksen G. F., Kaufman S. G., Pabis L. E. I. R. E. Trans. on Nucl. Science, NS-3, 3, 8 (1956).
- Aves R., Barnes D., McKenzie R. B. J. Nucl. Energy, 1, 110 (1954).
- Abson W., Salmon P. G., Pyrah S. Proc. Instn. Electr. Engrs., 105B, 22, 349 (1958).
- Smith M. L. Prog. Nucl. Phys., 6, 1, 1957, p. 162.
- Safford G. J. Rev. Scient. Instrum., 27, 972 (1956).
- Hill H. A. Rev. Scient. Instrum., 27, 1086 (1956).
- Barnes D., Mackenzie R. B., Aves R. A. E. R. E., Report R/M 125 (June 1957).
- Fleming E. H., Ghiorso A., Cunningham B. B. Phys. Rev., 88, 642 (1952).
- Lamphere R. W., Greene R. E. Phys. Rev., 100, 763 (1955).
- Graves R., Froman D. K. N. N. E. S. V-3, N. Y., 1952.
- Hufford D. L., Scott B. F. N. N. E. S., Div. IV, IVB, Pt. II, p. 1167, also MDDC 1515.
- Fleming E. H., Jr. AECD, 3395 (1952).
- Glover K. M., Borrelli P. A. E. R. E. Report C/R 1359 (1954).
- Wilsted J. A. E. R. E. Report C/R 1379 (1954).
- Strong J. Procedures in Experimental Physics, Prentice Hall (1946).
- Curran S. C. Encyclopaedia of Physics, XLV. Berlin, 1958, p. 174.
- Korff S. A. Electron and Nuclear Counters (2nd ed.), N. Y., 1955.
- Korff S. A. a) I. Nucleonics, 6/6, 5 (June 1950).
b) II. Nucleonics, 7/5, 46 (Nov. 1950).
c) III. Nucleonics, 8/1, 38 (Jan. 1951).
- West D. Prog. Nucl. Phys. 3, 1, 1953, p. 18.
- Levintov I. I., Miller A. V., Shamshev V. N. Nucl. Phys., 3, 221 (1957).
- Rohr R. C., Rohrer E. R., Macklin R. L. Rev. Scient. Instrum., 23, 595 (1952).
- Korff S. A. Encyclopaedia of Physics, XLV. Berlin, 1958, p. 52.
- Frisch O. R. Prog. Nucl. Phys., 3, London, 1953.
- Cockcroft A. L., Curran S. C. Rev. Scient. Instrum., 22, 37 (1951).
- Allen R. C. Phys. Rev., 105, 1796 (1957).
- Skyrme T. H. R., Tunnicliffe P. R., Ward A. G. Rev. Scient. Instrum., 23, 204 (1952).
- Beauval J. J., Dousson S., Prugne P. Le Vide, 12, No. 69, 208 (1957).
- Bracci A., Facchinini U., Germagnoli E., Zimmer E. Nuovo Cimento, 7, 512 (1950).
- Fowler I. L., Tunnicliffe P. R. Rev. Scient. Instrum., 21, 734 (1950).
- Lockwood J. A., Woods F. R., Bennett E. F. Rev. Scient. Instrum., 25, 446 (1954).
- Sobermann R. K., Korff S. A., Friedland S. S., Katzens-tein H. S. Rev. Scient. Instrum., 24, 1058 (1953).
- Abson W., Salmon P. C., Pyrah S. A. E. R. E. Report EL/R, 2280 (1957).
- Schultz M., Connor J. C. Nucleonics, 12/2, 8 (1954).
- Simpson O. D. Phys. Rev., 95, 600 (A) (1954).
- Orient O. J., Vizsolyi E. I. Nuovo Cimento, 5, 6, 1722 (1957).
- Nicholson K. P. A. E. R. E. Report N/R, 1639 (1955).
- Birks J. B. Scintillation Counters. London, 1953.
- Curran S. C. Luminescence and the Scintillation Counter. London, 1958.
- Brooks F. D. «Organic Scintillators», Prog. Nucl. Phys. 5, 1, 1956, 252.
- Mott W. E., Sutton R. B. Encyclopaedia of Physics, XLV. Berlin, 1958, p. 86.
- Hayes F. N., Ott D. G., Kerr V. N. Nucleonics, 14/1, 42 (Jan. 1956).

68. Avivi P., Weinreb A. *Rev. Scient. Instrum.*, **28**, 427 (1957).
69. Stump R., Talley H. E. *Rev. Scient. Instrum.*, **25**, 1132 (1954).
70. Brooks F. D. *Nucl. Instr.*, **4**, 151 (1959).
71. Owen R. B. A. E. R. E. Report EL/R 2712.
72. *Ibid.*, I. R. E. *Trans. Nucl. Sci. NS-5*, **3**, 198 (1958); *Ibid.*, *Nucleonics*, **17/9**, 92 (September 1959).
73. Birks J. B., Black F. A. *Proc. Phys. Soc.*, **A-64**, 511 (1951).
74. Birks J. B. *Proc. Phys. Soc.*, **A-64**, 874 (1951).
75. Bell C. F., Jr., Hayes P. N. eds. *Liquid*.
76. Wright G. T. *Proc. Phys. Soc.*, **B-69**, 358 (1956).
- 76a. Hoorn J. I., Dohne C. F. *Rev. Scient. Instrum.*, **25**, 922, (1954).
77. Muelhause C. O., Thomas G. E. *Nucleonics*, **11/1**, 44 (Jan. 1953).
78. Bollinger L. M., Thomas G. E. *Rev. Scient. Instrum.*, **28**, 489 (1957).
79. Bollinger L. M. Geneva Conference on the Peaceful Applications of Atomic Energy, **IV**, Paper P/580, 47 (1955).
80. Segel R. E., Schwartz C. D., Owen G. E. *Rev. Scient. Instrum.*, **25**, 140 (1954).
81. Hardy J. E. *Rev. Scient. Instrum.*, **29**, 705 (1958).
82. Wilkinson D. H. *Rev. Scient. Instrum.*, **23**, 414 (1952).
83. Williamson C. F., Hudspeth E. L. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **11**, 2, 101 (1957).
84. Poole M. J. *Proc. Phys. Soc.*, **A-65**, 453 (1952); *Phil. Mag. Series 7*, **43**, 1060 (1952).
85. Beriman I. B., Marinelli L. D. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 858 (1956).
86. Allen R. A., Beghian L. E., Calvert J. M. *Proc. Phys. Soc.*, **A-65**, 295 (1952).
87. Taylor H. L., Lonsjo G., Bonner T. W. *Phys. Rev.*, **100**, 174 (1955).
88. Andrews P. T. *Rev. Scient. Instrum.*, **28**, 56 (1957).
89. Diven B. C., Martin H. C., Taschek R. F., Terrell J. *Phys. Rev.*, **101**, 1012 (1956).
90. Hardy J. E. *Rev. Scient. Instrum.*, **29**, 705 (1958).
91. Reynolds G. T. *Nucleonics*, **10/6**, 60 (June 1958).
92. Stelson R. F., Berko S. *Nucl. Instrum.*, **6**, 94 (1953).
93. Reines F., Cowan C. L., Harrison F. B., Carter D. S. *Rev. Scient. Instrum.*, **25**, 1061 (1954).
94. Thresher J. J., van Zyl, C. P., Voss R. G. P., Wilson R., *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 1186 (1955).
95. Christie E. R., Feld B. T., Odian A. C., Stein P. C., Wattenberg A. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 127 (1956).
96. Skarsvag K. J. E. N. E. R. 39 (1955).
97. Brown B., Hooper E. B. *Nucleonics*, **16/4**, 96 (April 1958).
98. Koontz P. G., Keepin G. R., Ashley J. E. *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 352 (1955).
99. Guns! S. B., Connor J. C., Bayard R. T. *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 894 (1955).
100. Bailey G. M., Prescott J. R. *Austral. J. Phys.*, **11**, 135 (1958).
101. Hornyak W. F. *Rev. Scient. Instrum.*, **23**, 264 (1952).
102. Seagondollar L. W., Esch K. A., Cartwright L. M. *Rev. Scient. Instrum.*, **25**, 689 (1954).
103. Keepin G. R. *Rev. Scient. Instrum.*, **25**, 30 (1954).
104. Hoistadter R., McInlyre J. A., Roderick H., West H. L. *Phys. Rev.*, **82**, 749 (1951).
105. Schenck J. *Nucleonics*, **10/8**, 54 (August 1952).
106. Schenck J., Heath R. L. *Phys. Rev.*, **85**, 923 (1952).
107. Schenck J. *Nature*, **171**, 518 (1953).
108. Nicholson K. P., Snelling G. F. A. E. R. E. Report EL/R 1350, *Brit. J. Appl. Phys.*, **6**, 104-106 (1955).
109. Brown B., Hooper E. B. *Nucleonics*, **16/4**, 96 (1958).
110. Duckworth J. C., Merrison A. W., Whittaker A. *Nature*, **165**, 69 (1950).
111. Rae E. R., Bowey F. *Proc. Phys. Soc.*, **A-66**, 1073 (1953).
112. Albert R. D., Gaertner E. R. *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 572 (1955).
113. Harding G. *Nature*, **167**, 437 (1951).
114. Brown B. *Rev. Scient. Instrum.*, **26**, 970 (1955).
115. Daum L. I. R. E. *Trans. Nucl. Science, NS-5*, **2**, 30 (1958).
116. Von Ardenne M. *Atomkern Energie*, **1**, 121 (1956).
117. Boicourt G. P., Broolley J. E. *Rev. Scient. Instrum.*, **25**, 1218 (1954).
118. Egler C., Huddleston C. M. *Phys. Rev.*, **95**, (1954).
119. Palevsky H., Zimmerman R. L., Larsson K. E. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 323 (1956).
120. Sayers A., Wu C. S. *Rev. Scient. Instrum.*, **28**, 758 (1957).
121. Ericksen G. F., Kaufman S. G. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 107 (1956).
122. Nobles R. A. *Rev. Scient. Instrum.*, **27**, 280 (1956).
123. Goldschmidt-Clermont Y. *Annual Reviews of Nuclear Science*, **3**, 141 (1953).
124. Voyvodic L. *Prog. Cosmic Ray Physics*, **2**, 219 (1951).
125. White R. S. *Fast Neutron Physics*, p. 297. Marion and J. L. Fowler Inc. (1960).
126. Powell C. F., Fowler P. H., Perkins D. H. *Study of Elementary Particles by Photographic Methods*. London, 1959.
127. Rotblat J. *Progress in Nuclear Physics* **1**, 37, Butterworth-Springer (1950).
128. Beiser A. *Rev. Mod. Phys.*, **24**, 273 (1952).
129. Rosen L. *Nucleonics*, **11/7**, 32 (1953).
130. Rosen L. *Nucleonics*, **11/8**, 38 (1953).
131. Rosen L. *International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, **IV**, Paper P/582, 97 (1955).
132. Blau M., Ruderman I. W., Czechowsky J. *Rev. Scient. Instrum.*, **21**, 232 (1950).
133. Cuer P., Morand M., King T., Locqueneux R. *Comptes Rendus*, **228**, 6, 557 (1949).
134. Kaplan N., Yagoda H. *Rev. Scient. Instrum.*, **23**, 155 (1952).
135. Titterton E. W., Hall M. E. *Brit. J. Rad.*, **23**, 465 (1950).
136. Baker A. R. J. *Scient. Instrum.*, **31**, 187 (1954).
137. Batty C. J. *Nucl. Instr.*, **1**, 138 (1957).
138. Nereson N. and Reines F. *Rev. Scient. Instrum.*, **21**, 534 (1950).
139. Roberts J. H., Solano W. O., Wood D. E., Billington H. R. *Rev. Scient. Instrum.*, **24**, 920 (1953).
140. Roberts J. H. *Rev. Scient. Instrum.*, **28**, 677 (1957).
141. Roberts J. H., Kinney F. E. *Rev. Scient. Instrum.*, **28**, 610 (1957).
142. Gibson W. M., Thomas E. E. *Proc. Roy. Soc.*, **A-210**, 543 (1952).
143. Johnson V. R. *Phys. Rev.*, **86**, 302 (1952).
144. Evans W. H., Green T. S., Middleton R. *Proc. Phys. Soc.*, **A-66**, 108 (1953).
145. Gibson W. M. *Philos. Mag.*, **44**, 297 (1953).
146. Stelson P. H., Goodman C. *Phys. Rev.*, **82**, 69 (1951).
147. Whitmore B. G., Dennis G. E. *Phys. Rev.*, **84**, 296 (1951).
148. Whitmore B. G. *Phys. Rev.*, **92**, 654 (1953).
149. Graves E. R., Rosen L. *Phys. Rev.*, **89**, 343 (1953).
150. Jennings B., Weddell J., Alexeff I., Hellens R. L. *Phys. Rev.*, **98**, 582 (1955).
151. Stelson P. H., Preston W. M. *Phys. Rev.*, **86**, 132 (1952).
152. Snowden S. C., Rothman M. A., Kent D. W., Whitehead W. D. *Rev. Scient. Instrum.*, **24**, 876 (1953).
153. Nereson N., Reines F. LA-1192 (1950) (decl. 1957).
154. Keepin G. R., Roberts J. H. *Rev. Scient. Instrum.*, **21**, 163 (1950).
155. Ahn S. H., Roberts J. H. *Phys. Rev.*, **108**, 110 (1957).

156. Allred J. C., Rosen L., Phillips A. N., Tallmadge F. K. *Rev. Scient. Instrum.*, **21**, 225 (1950).
157. Allred J. C., Armstrong A. H., Rosen L. *Phys. Rev.*, **91**, 90 (1953).
158. Allan D. L. *Proc. Phys. Soc.*, A-68, 925 (1955); *Ibid. Proc. Phys. Soc.*, A-70, 195 (1957).
159. Thewlis J. *Brit. J. App. Phys.*, **7**, 345 (1956).
160. Randle T. C., Skyrme D. M., Snowden M., Taylor A. E., Urledge R., Wood E. *Proc. Phys. Soc.*, A-69, 760 (1956).
161. Dodd C. *Prog. Nucl. Phys.*, **5**, 142 (1956).
162. Fretter W. B. *Annual. Rev. Nucl. Sci.*, **5**, 145 (1955).
163. Glaser D. A. *Encyclopaedia of Physics*, **45**, Berlin, 1958, 314.
164. Adelson H. E., Bostick H. A., Moyer B. J., Waddell C. N. *Rev. Scient. Instrum.*, **31**, 1 (1960).
165. Bonner T. W., Ferrell R. A., Rinehart M. C. *Phys. Rev.*, **87**, 1032 (1952).
166. A. N. L. TID. 7505, part I (July 1956).
167. Connor J. P. *Phys. Rev.*, **89**, 712 (1953).
168. Rose B., Taylor A. E., Wood E. *Nature*, **181**, 1630 (1958).
169. Lapsley A. C. *Nucleonics* 16/2, 106 (February 1958).
170. Jacques T. A. A. E. R. E. Report EL/M, **45** (1950, decl. 1956); **46** (1950, decl. 1957).
171. Leonard R. R. U. S. Report AEC-D 3325 (1951, decl. 1952).
172. Weaver C. V., Smith C. K., Chastain J. W. *Electr. Engng.*, **76**, 8, 665 (1957). Also *Trans. A. I. E. E. Comm. & Elec.*, **76**, 573 (1957).
173. Gray T. S., Grim W. M., Replogie F. S., Spencer R. H. *Electr. Engng.*, **76**, 8, 678 (1957). Also *Trans. A. I. E. E. Comm. & Elec.*, **76**, 368 (1957).
174. Lapsley A. C. Argonne National Laboratory Report 4869 (1952).
175. Hart E. J., Gordon S. *Nucleonics*, 12/4, **40** (April 1954).
176. Harbeck P., Dondes S. *Nucleonics*, 14/3, **66** (March 1956).
177. Savel P. *Comptes Rendus*, **234**, 2596 (1952).
178. Swetnick M. J., Anton N. G. *Nucleonics*, 15/6, 93 (June 1957).
179. Laisk E. *Nucleonics*, 16/7, 95 (July 1958); Saha N. K., Wath N. *Nucleonics* 15/69, **4** (1957).
180. Cassen B., Crouch T., Gass H. *Nucleonics*, 13/3, 58 (March 1955).
181. Childers H. M. *Rev. Scient. Instrum.*, **29**, 1008 (1958).

ГЛАВА III

ПРИМЕНЕНИЕ ДЕТЕКТОРОВ НЕЙТРОНОВ

III. 1. ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ. ЗАЩИТА И КОЛЛИМАЦИЯ [1—3]

Начнем с рассмотрения экспериментов, в которых измеряется только отношение интенсивностей. Наиболее важными из таких измерений являются измерения полных сечений. Предположим, что через детектор проходит поток моноэнергетических нейтронов, равный I_0 нейтр/см²·сек. Если между детектором и источником поместить поглотитель или рассеиватель, содержащий N атомов на 1 см² в направлении пучка нейтронов, то на поверхность детектора будет падать поток нейтронов, равный I нейтр/см²·сек. Пользуясь соотношением $I = I_0 \exp(-N\sigma)$, можно определить σ — сечение поглощения или рассеяния. Абсолютные значения I и I_0 неважны; необходимо найти только их отношение. Обычно изменяют величину N , меняя толщину поглотителя, и убеждаются в том, что величина $\ln(I/I_0)$ пропорциональна N . Обычно приходится вводить поправку на рассеяние нейтронов в детекторе, воздухе или стенах помещения, определяемую с помощью толстого поглотителя, расположенного между источником и детектором. Необходимо ввести еще поправку на долю нейтронов, которые хотя и подверглись рассеянию в поглотителе, но отклонились на такие малые углы, что все же попали в детектор. Для того чтобы свести эту поправку к минимуму, следует выбирать размеры поглотителя по возможности меньшие. Обычно располагают источник, поглотитель и детектор, учитывая эти поправки: поглотитель помещают посередине между источником и детектором и устанавливают такое расстояние между источником и детектором, чтобы рассеяние от стен помещения было минимальным при разумной скорости счета, с одной стороны, и чтобы поправка на долю нейтронов, рассеянных на малые углы, была бы небольшой, с другой стороны.

Существуют и другие типы экспериментов, основанных на относительном измерении интенсивности нейтронного потока, но для многих из них, в отличие от рассмотренного, большую роль играет

энергетическая зависимость чувствительности детектора, например:

1. Определение сечения неупругого рассеяния нейтронов в сферической геометрии, когда интенсивность нейтронов измеряется с рассеивателем в виде сферы, окружающей источник, или без него. Такие эксперименты были описаны в п. 1. 4, а также в работах Грейвса и Девиса [4], Боннера и сотр. (см. [87] в гл. II) и Бэтчелора [5].

2. Исследование углового распределения при рассеянии быстрых нейтронов, которое сводится к относительному измерению интенсивности нейтронов под различными углами вокруг рассеивателя. Примером таких экспериментов могут служить работы Баршала и Уолта [6], а также Вилларда и сотр. [7] и Аллена [8]. Схема эксперимента Аллена показана на рис. III. 1.

3. Изучение распределения нейтронов в графитовых сборках также обычно сводится к измерению относительных потоков нейтронов в зависимости от положения детектора в системе [9].

Широко используются относительные измерения нейтронного потока для контроля интенсивности источника нейтронов. В таком применении детектор нейтронов называется монитором.

В опытах с радиоактивными источниками нейтронов интенсивность источника либо остается постоянной во времени, либо изменяется, и это изменение можно точно учесть. Однако большинство работ нейтронной физики выполняется с помощью реакторов или ускорителей, интенсивность которых не остается постоянной и должна измеряться непрерывно во время экспериментов. Монитор должен обладать высокой эффективностью и быть нечувствительным к γ -лучам и дрейфу электронной аппаратуры. Преимущества применения делительных камер для этих целей очевидны. Широко используются в качестве мониторов также камеры с BF_3 различных типов, применяемые для измерения потоков как медленных, так и быстрых нейтронов. При измерении потоков быстрых нейтронов камеру помещают внутрь парафинового блока специальной формы; при этом ее чувствительность остается постоянной в области энергий от 20 кэВ до 20 МэВ. Это устройство называется длинным счетчиком¹ Хэнсона и Мак-Киббена, которые впервые пред-

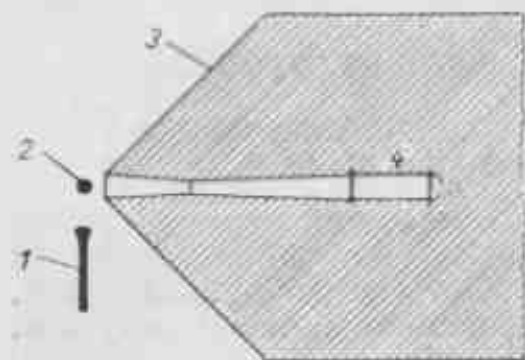


Рис. III. 1. Пропорциональный счетчик Р. С. Аллена для измерения углового распределения упруго рассеянных нейтронов с энергией 1 МэВ.

1 - источник нейтронов; 2 - образец; 3 - защита; 4 - счетчик.

ложили такую методику, подробно описанную далее в п. III. 2. Счетчик Хорниака (п. II. 3) также может быть использован в качестве монитора потока быстрых нейтронов, хотя он более чувствителен к изменению смещения, чем камера с BF_3 . Однако его компактность и высокая эффективность к быстрым нейтронам часто оказываются существенными.

Еще один тип нейтронного детектора был описан Ленгсдорфом и сотр. [10]. Детектор (рис. III. 2) состоит из большого числа камер с BF_3 , окружающих рассеиватель, расположенный в центре длинного коллиматора в парафиновом блоке. При достаточном количестве камер с BF_3 эффективность регистрации быстрых нейтронов таким детектором может достигать 20%.

Рис. III. 1 — III. 3 приведены главным образом для иллюстрации того, какой толщины защита требуется при работе с быстрыми нейтронами. Устройство коллиматоров и экранов определяется типом эксперимента. Если в экспериментах применяют только тепловые нейтроны, то слой кадмия толщиной в 1 мм оказывается достаточным. При измерениях спектров нейтронов деления (средняя энергия 1,6 МэВ) в качестве защиты обычно используют воду, парафин или масло и железо. Обычно защиту располагают вокруг детектора, а источник — вне защиты. Для того чтобы оценить эффективность защиты, обратимся к теореме взаимности Бете [11]. Эту теорему применяют к задачам со сферической геометрией. Бете показал, что если источник и детектор поменять местами, то число отсчетов в детекторе останется прежним¹. Поскольку легче оценить ослабление потока нейтронов от источника, расположенного в центре защиты, при детекторе, находящемся вне защиты, чем при обратном расположении, то теорема взаимности оказывается очень полезной.

Свойства воды и бетона, применяемых в качестве защиты от нейтронов, подробно обсуждаются в монографии «Защита от ядерных излучений» [12]. Грубо говоря, сфера радиусом 1 м, окружающая источник нейтронов деления, ослабляет интенсивность нейтронов в 10^4 раз (вода) и более чем в 10^5 раз (бетон). Ослабление потока медленных нейтронов можно увеличить путем добавления бора к водородсодержащим материалам. Для этой цели применяют смесь буры (10% по весу) с парафином или раствор в воде соединений, содержащих бор. Эффективность защиты от быстрых нейтронов при наличии бора меняется лишь незначительно. Добавление бора ведет к уменьшению диффузии нейтронов, которые уже замедлены до тепловой энергии. Так как диффузионная длина тепловых нейтронов в чистом парафине около 2 см, то этот эффект может быть заметным. Как бор, так и водород при

¹ В отечественной литературе такое устройство иногда называют *исполненным счетчиком*. — Прим. ред.

¹ Теорема взаимности утверждает: «Число нейтронов, выходящих из нейтронного источника, расположенного в центре сферической защиты, и регистрируемых нейтронным детектором, расположенным снаружи защиты, равно числу нейтронов, которые будут зарегистрированы детектором, если источник и детектор поменять местами».

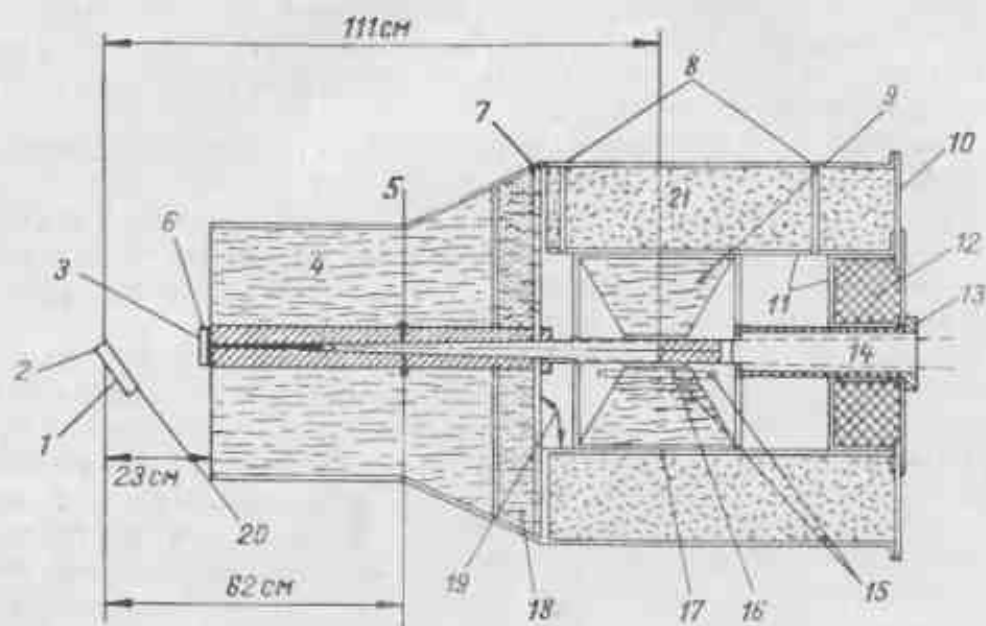


Рис. III. 2. Устройство защиты и коллиматора в счетчике Линдсдорфа:

1 — вращающаяся крышка; 2 — слой Li; 3 — входное отверстие диаметром 1,15 см; 4 — парафин и другие защитные материалы; 5 — отверстие диаметром 2,3 см; 6 — положение образца; 7 — H_2C и парафин; 8 — трубы для преусилителей; 9 — парафин с девятью отверстиями; 10 — сталь; 11, 19 — покрытие из Cd; 12, 21 — бор; 13 — алюминиевая фольга; 14 — пучок нейтронов; 15 — отверстие для счетчиков с BF₃; 16 — рассеиватель из парафина; 17 — латунь; 18 — парафин с бором; 20 — пучок протонов.

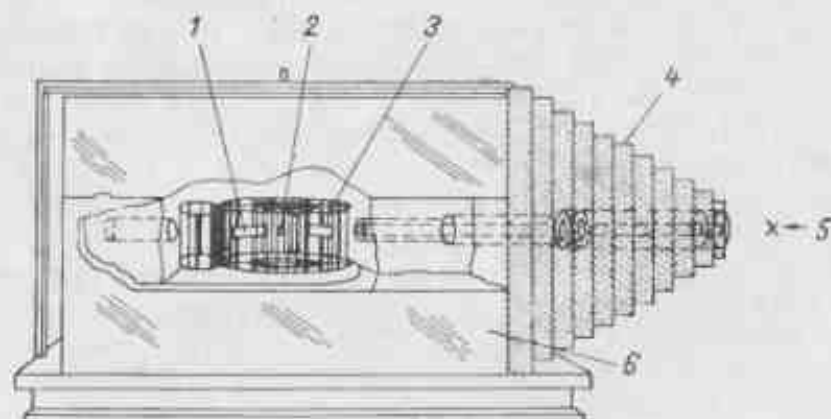


Рис. III. 3. Камера Розена для измерения углового распределения:

1 — фотопластинки; 2 — рассеиватель; 3 — держатель пластинок; 4 — железный коллиматор; 5 — источник нейтронов; 6 — парафин.

поглощении нейтронов не выпускают γ -лучи. Поэтому при использовании детекторов, чувствительных к γ -лучам, например органических сцинтилляторов, в защиту вводят литий. Литий при поглощении нейтронов не испускает γ -лучи; его применяют в виде Li_2CO_3 , который можно растворять в воде или просто примешивать к парафину. Интенсивность γ -лучей, образуемых при захвате нейтронов в парафине, может быть также уменьшена путем добавления в парафин $HgCl$.

Следует отметить еще два обстоятельства, касающиеся защиты от быстрых нейтронов. В большинстве экспериментов поток нейтронов, рассеянных в воздухе или от стен, составляет около 10% интенсивности прямого пучка. Поэтому защита вокруг детектора может быть лишь немного меньше, чем защита между детектором и источником. Ослабление потока быстрых нейтронов сильно зависит от их энергии. Так, длина релаксации нейтронов с энергией 1 Мэв в воде составляет около 5 см, поэтому для ослабления потока в 10^4 раз достаточна толщина порядка 25 см. Однако в области энергий от 1 до 10 Мэв полное сечение взаимодействия нейтронов с водородом падает от 4,2 барн до 0,95 барн, а с углеродом от 2,6 барн до 1,2 барн. Поэтому ослабление потока нейтронов деления в воде меньше, чем нейтронов с энергией в 1 Мэв. Это обусловлено тем, что спектр нейтронов деления имеет хвост в области высоких энергий. Нейтроны с энергией 14 Мэв более эффективно ослабляются защитой из железа, которое имеет полное нейтронное сечение 2,6 барн и сечение неупругого рассеяния — 1,4 барн.

На рис. III. 3 в качестве примера показано устройство, которое Розен [13] применял для измерения углового распределения нейтронов. Вообще говоря, наиболее эффективной защитой от нейтронов с энергией 10 Мэв является комбинированная защита из тяжелых элементов (например, железа), где происходит рассеяние и некоторое уменьшение энергии падающих нейтронов, и водородсодержащих материалов, в которых происходит замедление и захват нейтронов.

В приложении 2 приведена энергетическая зависимость полного нейтронного сечения водорода, углерода и кислорода в области энергий порядка мегаэлектронвольт; эти сечения часто используют для оценки ослабления нейтронов в защите.

III. 2. ИЗМЕРЕНИЕ ПОТОКОВ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ [14—17]

В п. 0. 3 уже говорилось об основных источниках быстрых нейтронов. В настоящей главе будут рассмотрены измерения потоков моноэнергетических нейтронов, полученных на ускорителях. В этих экспериментах выход нейтронов в направлении вперед составляет 10^7 нейтр/сек-степ. Размытие энергии не превосходило 1—5% энергии нейтронов. В этих случаях относительные измерения лучше всего проводить с помощью детектора,

чувствительность которого слабо зависит от энергии, например, длинного счетчика (см. далее), хотя быстрые моноэнергетические нейтроны можно регистрировать любым другим методом, например сцинтилляционными счетчиками с органическими кристаллами или пропорциональными счетчиками.

Абсолютные измерения потоков быстрых нейтронов основаны главным образом на использовании рассеяния нейтронов протонами (п. I. 1). При соударении нейтрона с протоном возможно только упругое рассеяние, которое является изотропным до энергии 10 Мэв. Сечение этого процесса известно с точностью до 1—2%. Поэтому, измерив число протонов отдачи в определенном объеме газа, содержащего известное количество атомов водорода, можно точно определить поток быстрых нейтронов. Число атомов водорода можно определить довольно просто, тогда как полное число протонов отдачи измерить гораздо труднее.

Для нейтронов с энергией 2—3 Мэв пробег протонов отдачи в воздухе при нормальных условиях составляет около 10 см. Таким образом, при умеренном давлении в счетчике будет сильно сказываться «краевой эффект», а при высоком давлении — увеличиваться чувствительность счетчика к фону γ -лучей. В этих измерениях необходимо регистрировать все протоны отдачи, в том числе и обусловленные скользящими соударениями, при которых происходит малая передача энергии. Однако это трудно сделать в присутствии протонов отдачи от фоновых нейтронов и электронов, обусловленных γ -лучами. При работе со счетчиками некоторых типов большое значение имеет собственный фон счетчика, обусловленный протонами отдачи от водорода, абсорбированного стенками счетчика, или (например, при энергии нейтронов 14 Мэв) заряженными частицами из реакций (n, p) и (n, α) в стенках счетчика. Для точных измерений необходимо, чтобы не было искажений спектра падающих нейтронов. Поэтому мишень, бомбардируемая пучком протонов или дейтронов, должна быть тонкой, насколько это возможно, чтобы уменьшить рассеяние нейтронов в ней. Фон от нейтронов, рассеянных в воздухе или стенами помещения, может быть довольно точно определен путем измерений с затеняющим конусом. При использовании в качестве источника нейтронов реакции $T(d, n)$ необходимо учитывать вклад нейтронов от реакции $D(d, n)$, протекающей на дейтерии, который набивается в мишень. При значительных энергиях протонов или дейтронов появляются нейтроны, образующиеся в металлических частях мишени (например, в никелевой фольге, закрывающей окна газовой мишени). Этот эффект может быть оценен путем наполнения мишени гелием. И, наконец, при большой энергии дейтронов (≈ 6 Мэв), бомбардирующих дейтериевую мишень, в результате расщепления дейтронов образуется некоторое количество нейтронов сравнительно низкой энергии. Методы измерения потока быстрых нейтронов, разработанные до 1952 г., описаны в работах Росси и Штауба (см. [32], гл. I) и Баршалла

и сотр. [18]. Далее коснемся ряда усовершенствований этих методов, сделанных за последние годы.

Метод, основанный на регистрации сопутствующей частицы [19—20]. В качестве источника моноэнергетических нейтронов широко используют реакцию



Важность этой реакции обусловлена тем, что при относительно низкой энергии дейтронов (120 кэв) сечение реакции достигает 5 барн. Поскольку нетрудно получить ток дейтронов 500 мкА ($3 \cdot 10^{13}$ дейтрон/сек), то выход нейтронов в этой реакции может составлять 10^{10} нейтр/сек. Из рассмотрения законов сохранения энергии и импульса легко показать, что при малой энергии падающих дейтронов нейтрон получает $2/3$ всей энергии, выделяющейся в реакции, т. е. 14,1 Мэв, тогда как α -частица уносит $1/3$ всей энергии (3,5 Мэв). α -Частица может быть легко зарегистрирована, например с помощью сцинтилляционного счетчика. Каждому нейтрону, испущенному под углом θ , будет соответствовать α -частица, вылетевшая под углом α . Соотношения между θ и α приведены в п. I. 1

$$m_n v_n \sin \theta = m_\alpha v_\alpha \sin \alpha$$

или

$$\sin \alpha = (m_n E_n / m_\alpha E_\alpha)^{1/2} \sin \theta.$$

Число α -частиц, испущенных под углом α , можно точно определить, если регистрировать α -частицы, выходящие из источника через диафрагму небольших размеров. Зная число α -частиц, можно определить число испущенных нейтронов с точностью до 1—2%.

Этот метод измерения потока быстрых нейтронов наиболее прост и точен. Однако он применим только к данной реакции и поэтому ограничен. Были сделаны попытки использовать этот метод в реакции



где He^3 и нейтрон получают соответственно $1/4$ и $3/4$ полной энергии, выделяющейся в реакции. Сечение этой реакции (0,1 барн при энергии 1,5 Мэв) гораздо меньше, чем реакции $T(d, n)$, поэтому для получения достаточного выхода нейтронов требуются более высокие энергии бомбардирующих дейтронов. Поэтому, если He^3 получает энергию 1 Мэв, то для выделения He^3 на фоне упруго рассеянных дейтронов необходим магнитный анализатор. Таким образом, хотя и были попытки использовать этот метод, для точных измерений потоков он мало пригоден из-за ряда практических трудностей [21].

Пропорциональный счетчик, наполненный водородом. В п. II. 2 был описан пропорциональный счетчик, наполненный BF_3 .

Здесь мы рассмотрим пропорциональный счетчик, применяемый при измерении потоков быстрых нейтронов. Пробег протонов с энергией 100 кэв в воздухе составляет около 2 мм; при энергии 2 Мэв он равен 8 см, а при энергии 10 Мэв — уже 100 см. При энергиях порядка 10 Мэв счетчик, наполненный газом, уже малопригоден, так как требуется слишком большое давление. Поэтому в данном случае более удобно применять метод тонких конвертеров (см. далее). Однако в области энергий от 30 кэв до 3 Мэв счетчик, наполненный газом, оказывается очень удобным.

Пропорциональные счетчики часто использовались для измерения относительной интенсивности. Однако, как указывали Росси



Рис. III. 4. Краевые эффекты в газонаполненном пропорциональном счетчике.

и Штауб, краевые эффекты в счетчиках приводят к ряду трудностей и точные измерения с их помощью возможны лишь в тех случаях, если эти эффекты могут быть точно оценены, а дифференциальный спектр протонов отдачи, измеренный на опыте, хорошо согласуется с рассчитанным.

На рис. III. 4 показано, как возникают краевые эффекты. Протоны отдачи 1, 2 и 3 дают импульсы меньше тех, которые получились бы, если бы их пробеги полностью укладывались в чувствительном объеме счетчика. Поскольку (n, p) -рассеяние изотропно в системе центра масс, то идеальный спектр протонов отдачи представляет собой плоское плато, в котором все энергии от нуля до E_0 равновероятны (см. гл. I). Однако при наличии краевых эффектов спектр искажается таким образом, что появляется избыток импульсов с малой энергией.

Удовлетворительное решение этой проблемы было впервые дано в работе Скинра и сотр. (см. [52], гл. II). Устройство счетчика, описанного в этой работе, показано на рис. III. 5. Здесь приняты все меры, рекомендованные в п. II. 2. Чувствительный объем счетчика ограничен охранными трубками, анод и катод поддерживаются под положительным и отрицательным напряжением относительно земли, конструкция допускает отжиг, все детали сделаны по возможности тонкими и т. д. Во всей энергетической области тип газа (H_2 или CH_4), а также его давление выбирают таким образом, чтобы пробег протонов отдачи укладывался в чув-

ствительном объеме и чтобы чувствительность счетчика к электронам, образованным γ -лучами, не была слишком велика.

Используя подобный счетчик для определения потока нейтронов при измерении сечения деления, Аллен и Фергусон [22] встретились с серьезными трудностями в согласовании результатов, полученных при разных условиях. Одна из этих трудностей была связана с эффективным пробегом и ионизационной способностью протонов отдачи. Спектр протонов отдачи, наблюдаемый в водороде, был несколько более плоским, чем теоретический, в то время

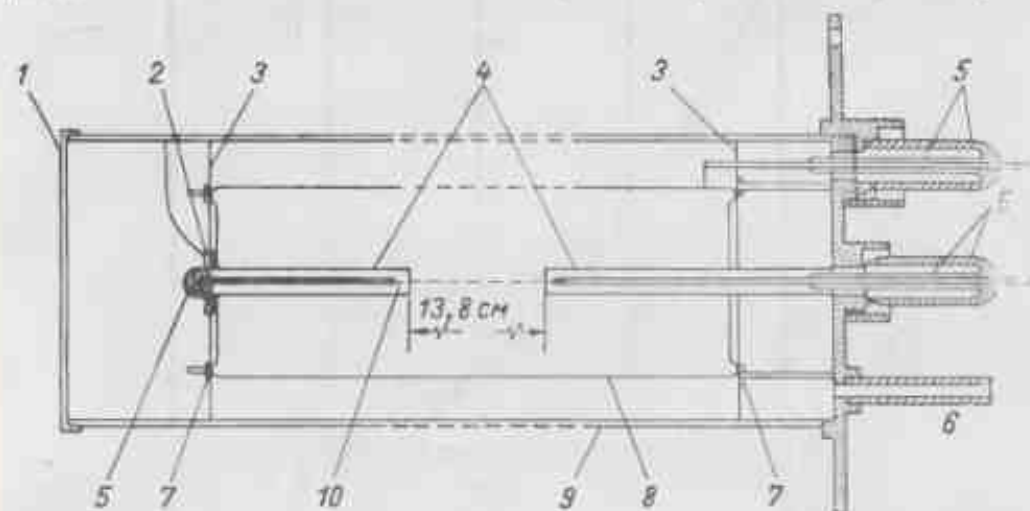


Рис. III. 5. Газонаполненный пропорциональный счетчик Скинра, Таннклиффа и Уарда.

1 — сталь толщиной 0,5 мм; 2 — латунь толщиной 0,4 мм; 3 — слюда; 4 — заземленные экраны из трубки; 5 — кварц; 6 — свинец; 7 — бусинки; 8 — латунь толщиной 0,2 мм; 9 — сталь и никель толщиной 0,4 мм; 10 — платиновая проволока диаметром 0,01 мм.

как в металле он был круче теоретического. Этот эффект обусловлен изменением ионизационной способности протонов с энергией в этих газах. В конечном итоге расхождение результатов измерения потоков, полученных при помощи различных счетчиков, наполненных H_2 или CH_4 при различных давлениях, было около 2%, а полная точность измерений составляла 3%. Согласно с измерениями, сделанными с помощью длинного счетчика, было хорошее (см. далее).

На рис. III. 6 показан спектр протонов отдачи, рассчитанный теоретически для энергии падающих нейтронов 2,2 Мэв; давление метана в счетчике 2 атм. Для сравнения на этом же рисунке приведены экспериментальные результаты. В данном случае пробег протонов был почти равен диаметру чувствительного объема счетчика. В гл. I на рис. I. 2 был приведен другой пример, когда пробегом протона можно пренебречь.

Тонкий радиатор. В области энергий от 0,5 до 2 Мэв применяют радиатор в виде тонкой пленки. Такая методика описана Росси и Штаубом (см. [32], гл. I), а также использована Дайвенном

при определении сечения деления U^{235} [23]. В этом методе протоны отдачи образуются в тонкой пленке из глицеролтристеарата, плоскость которой располагается перпендикулярно пучку падающих нейтронов, и регистрируются ионизационной камерой или пропорциональным счетчиком. В противоположность счетчику, наполненному водородсодержащим газом, число протонов отдачи с малой энергией в этом случае меньше, чем число протонов с мак-

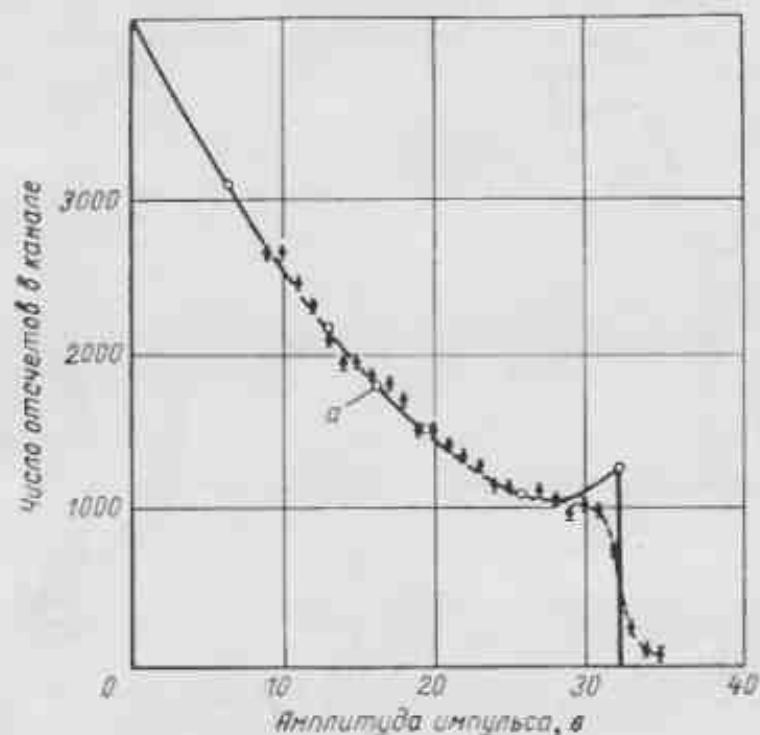


Рис. III. 6. Дифференциальный спектр протонов отдачи, полученный с помощью счетчика, наполненного CH_4 при давлении 139 мм рт. ст. при 0°C . Энергия нейтронов 2,2 Мэв; максимальный пробег протонов отдачи 4,9 см (диаметр счетчика 5 см); теоретическая кривая нормирована к экспериментальной в точке *a* (16 в):

a — нормирующая точка; \circ — \circ —теоретическое распределение; \bullet — экспериментальные точки.

симальной энергией (п. II. 1), так как некоторое число протонов, испущенных под углом к падающему пучку, теряет часть своей энергии в пленке (этот эффект детально обсуждается Россини и Штаубом). В счетчике Дайвена пленку укрепляли на платиновой фольге, которая изгибалась и служила стенкой пропорционального счетчика (рис. III. 7). Вблизи нее помещалась фольга, покрытая делищимся веществом. Дифференциальный спектр протонов отдачи, полученный с помощью этого счетчика, показан на рис. III. 8.

Этот метод определения сечения деления на быстрых нейтронах обладает рядом преимуществ. В частности, фон от рассеянных нейтронов одинаков как на водородсодержащей пленке, так и

на пленке, покрытой делищимся веществом, поэтому ошибки, обусловленные рассеянными нейтронами, сведены к минимуму.

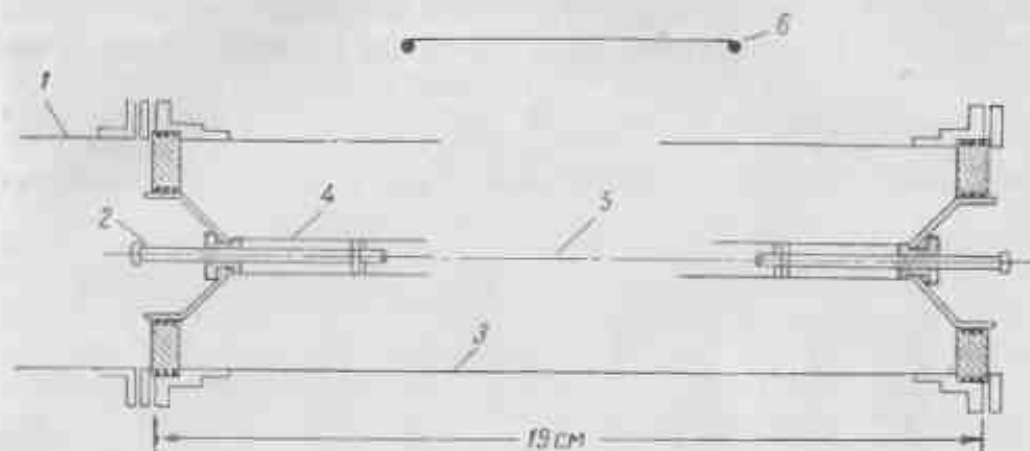


Рис. III. 7. Сдвоенный счетчик Дайвена, регистрирующий протоны отдачи (пропорциональный счетчик) и осколки деления (ионизационная камера):

1 — крепление счетчика; 2 — защитное кольцо, находящееся под потенциалом анода, но изолированное от него; 3 — внешний алюминиевый цилиндр; 4 — эвентурация трубки; 5 — стеклянный анд; 6 — собирающий электрод ионизационной камеры (на рисунке не показана фольга с делищимся веществом на верхней стороне и с водородсодержащим веществом на нижней).

С другой стороны, для осуществления этого метода требуются очень тонкие пленки (толщиной в несколько сот микрограмм на квадрат-

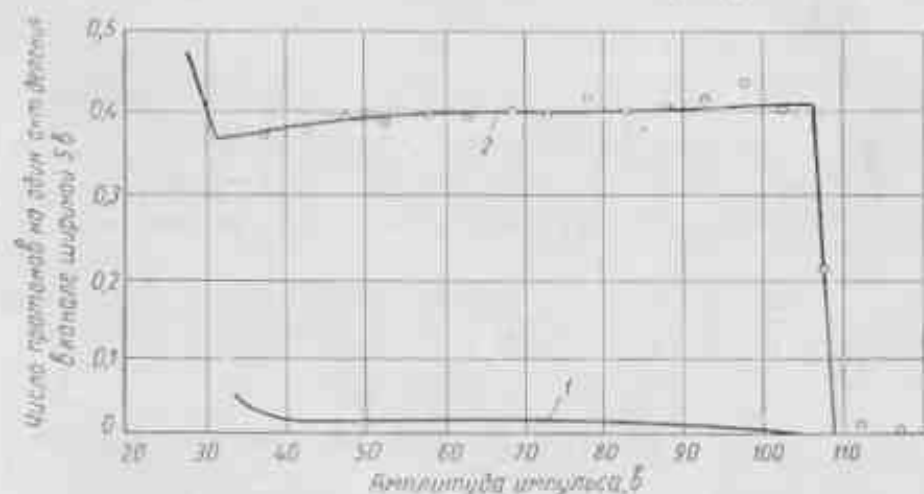


Рис. III. 8. Дифференциальный спектр протонов отдачи, вылетающих из глицеролтристеаратного радиатора толщиной 80 мг/см^2 при облучении его нейтронами с энергией 1 Мэв:

1 — фон; 2 — радиатор.

ный сантиметр), поэтому оказывается существенным влияние водяных паров, абсорбированных стенками счетчика. Этот эффект можно учесть с помощью замены фольги с водородсодержащей пленкой фольгой без пленки. В экспериментах Дайвена эта поправка была менее 5% при энергии 1,2 Мэв. Сечения деления, при

измерении которых поток нейтронов определялся методом пленок и с помощью пропорционального счетчика, совпадают в области энергий нейтронов от 0,4 до 1,6 Мэв в пределах $\pm 3\%$.

Телескопы пропорциональных счетчиков с тонким радиатором. При более высоких энергиях нейтронов применение счетчиков с тонким радиатором ограничивается быстро увеличивающимся пробегом протонов отдачи. При энергии более 2 Мэв требуются уже очень большие давления в счетчике. При этих энергиях наилуч-

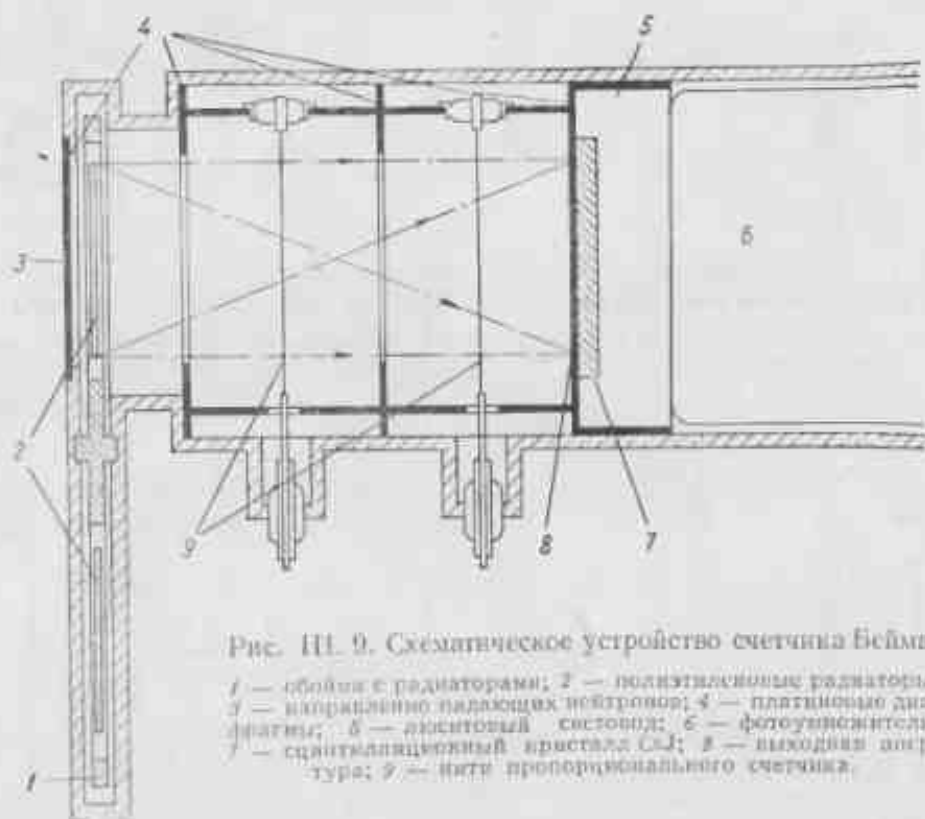


Рис. III. 9. Схематическое устройство счетчика Бэйма:

1 — обложка с радиаторами; 2 — полиэтиленовые радиаторы; 3 — направление падающих нейтронов; 4 — платиновые диафрагмы; 5 — азотный цилиндр; 6 — фотоумножитель; 7 — сцинтилляционный кристалл CsI; 8 — выходная оптика; 9 — нити пропорционального счетчика.

шие результаты при измерениях потока нейтронов дает счетчик, аналогичный счетчику α -частиц с «плохой геометрией». В этом устройстве с помощью сцинтилляционного счетчика регистрируются только те протоны отдачи, которые вылетают из радиатора в прямом направлении и проходят через диафрагму известных размеров. В этом случае вместо плоского плато дифференциальный спектр импульсов счетчика имеет пик. Для отделения ложных импульсов между сцинтиллятором и детектором помещают два пропорциональных счетчика. Схема тройных совпадений позволяет выделить и зарегистрировать только те частицы, путь которых начинается в радиаторе и заканчивается в сцинтилляторе.

Подобные системы были описаны рядом авторов [24—28]. Здесь мы рассмотрим только счетчик Бэйма и соотр. [27], схематически изображенный на рис. III. 9. Передняя стенка счетчика, обращенная в сторону источника нейтронов, представляет собой обложку со сменными радиаторами, в качестве которых используют

полиэтиленовые пленки разной толщины, а также диск из графита. При вращении обложки можно последовательно вводить в счетчик радиаторы разной толщины. Сечение (n, p) -рассеяния, грубо говоря, изменяется как $E_n^{-1/2}$, поэтому для данного радиатора эффективность пропорциональна также $E_n^{-1/2}$. Однако относительные потери энергии протонами в радиаторе изменяются прибли-

зительно как $E_n^{-3/2}$; поэтому если для данной энергии подбирать толщину радиатора таким образом, чтобы относительная потеря энергии в радиаторе оставалась постоянной, то эффективность системы будет увеличиваться приблизительно линейно с увеличением E_n . Эффективность регистрации существенно образом зависит также от радиусов радиатора и сцинтиллятора и их взаимного расположения. Поскольку протоны отдачи, вылетающие под углом θ к направлению пучка падающих нейтронов, получают энергию, равную $E_n \cos^2 \theta \approx E_n (1 - \theta^2/2)$, то без значительного уменьшения разрешающей способности счетчика можно использовать относительно большие углы ($10^\circ - 20^\circ$). Однако выбор геометрии зависит от условий эксперимента. Если прибор используют в качестве нейтронного спектрометра, то эффективность уменьшают, чтобы получить максимальную разрешающую способность. Если же прибор предназначен для измерения потоков нейтронов, то геометрию выбирают таким образом, чтобы получить максимальную эффективность. В этом случае для определения эффективного телесного угла необходимо производить численное интегрирование с помощью таблиц, приведенных в работе [27].

В счетчике Бэйма и соотрудников нити натянуты перпендикулярно направлению вылетающих протонов, в то время как в счетчике Джонсона и Трэйла [28] нити натянуты вдоль стенок счетчика. Давление газа в счетчике выбирают таким образом, чтобы потеря энергии протонов в газе составляли 50—200 кэв. При больших энергиях нейтронов (10—20 Мэв) необходимо вводить поправки на побочные нейтронные реакции. Поправку на реакцию $C^{12}(n, \alpha)Be^9$, которая происходит на ядрах углерода, входящего в состав полиэтилена, можно ввести, измеряя спектр от углеродного радиатора. Влияние этих поправок уменьшают, используя для наполнения счетчика криптон. Поправки можно точно определить, измеряя скорость счета α -частиц в зависимости от давления газа в счетчике и проводя экстраполяцию к нулевому давлению газа.

На рис. III. 10 показан спектр импульсов, полученный в счетчике Бэйма. При измерении потока нейтронов с помощью подобного счетчика может быть достигнута точность 2—3%. Следует заметить, что один из основных источников ошибок при энергии более 10 Мэв состоит в отклонении углового распределения (n, p) -рассеяния от изотропного. Результаты измерения потоков

нейтронов при энергии 14 Мэв данным методом и методом, основанным на регистрации сопутствующей частицы, согласуются в пределах 4%.

Длинный счетчик [29—30]. Все описанные методы регистрации основаны на знании зависимости сечения (n, p)-рассеяния от энергии. Другой метод регистрации нейтронов основан на постоянстве чувствительности счетчика с BF_3 , помещенного в блок парафина

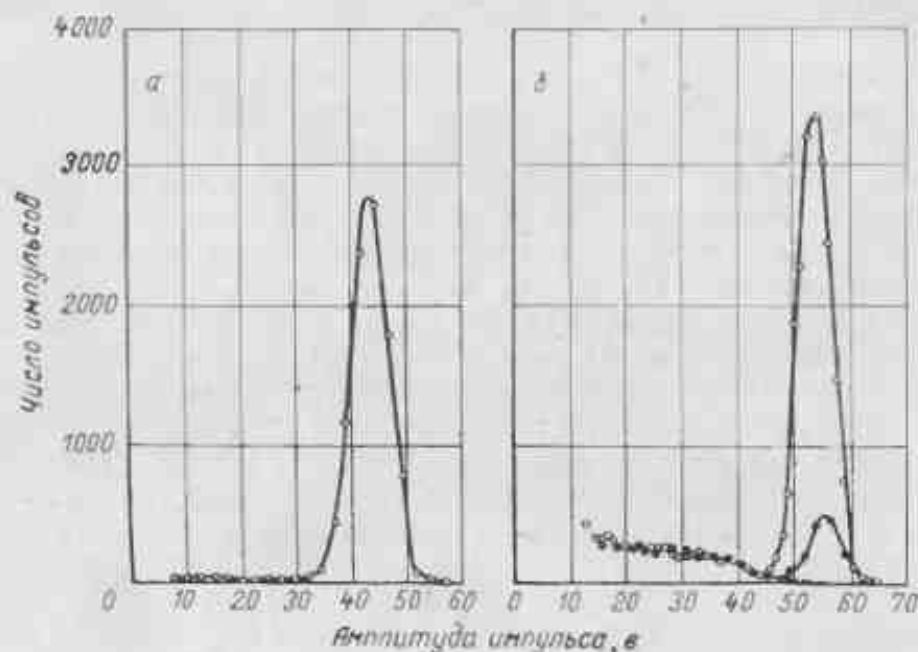


Рис. III.10. Амплитудные распределения импульсов, измеренные Бейксом для моноэнергетических нейтронов.

Из полученных данных не проводилось вычитания никакого фона. Для нейтронов с энергией 2,2 Мэв использовали радиатор толщиной 1,3 $мг/см^2$ (а), для нейтронов с энергией 22 Мэв — радиаторы толщиной 5 и 37 $мг/см^2$ (б). Довольно интенсивный хвост ниже 45 в для нейтронов с энергией 22 Мэв обусловлен в основном взаимодействием нейтронов с газом и со стенками счетчика.

соответствующей формы. Этот счетчик (рис. III.11) впервые был описан Хансоном и Мак-Киббеном [31], которые показали, что путем разумного выбора формы парафинового замедлителя можно получить постоянно чувствительности счетчика в пределах $\pm 5\%$ для энергий нейтронов от 25 кэв до 5 Мэв. Такой счетчик имеет ряд преимуществ: он прост, надежен и имеет большую эффективность. Однако недавно было показано, что чувствительность длинного счетчика не строго постоянна, как это можно было бы ожидать.

На рис. III.12 приведена кривая зависимости чувствительности такого счетчика от энергии нейтронов, измеренная с помощью пропорционального счетчика в области энергий от 100 кэв до 2 Мэв в Харуэлле и с помощью телескопа счетчиков при энергиях более 2 Мэв в Лос-Аламосе [32]. Резкие изменения чувствительности при энергии выше 2 Мэв соответствуют резонансам в полном ней-

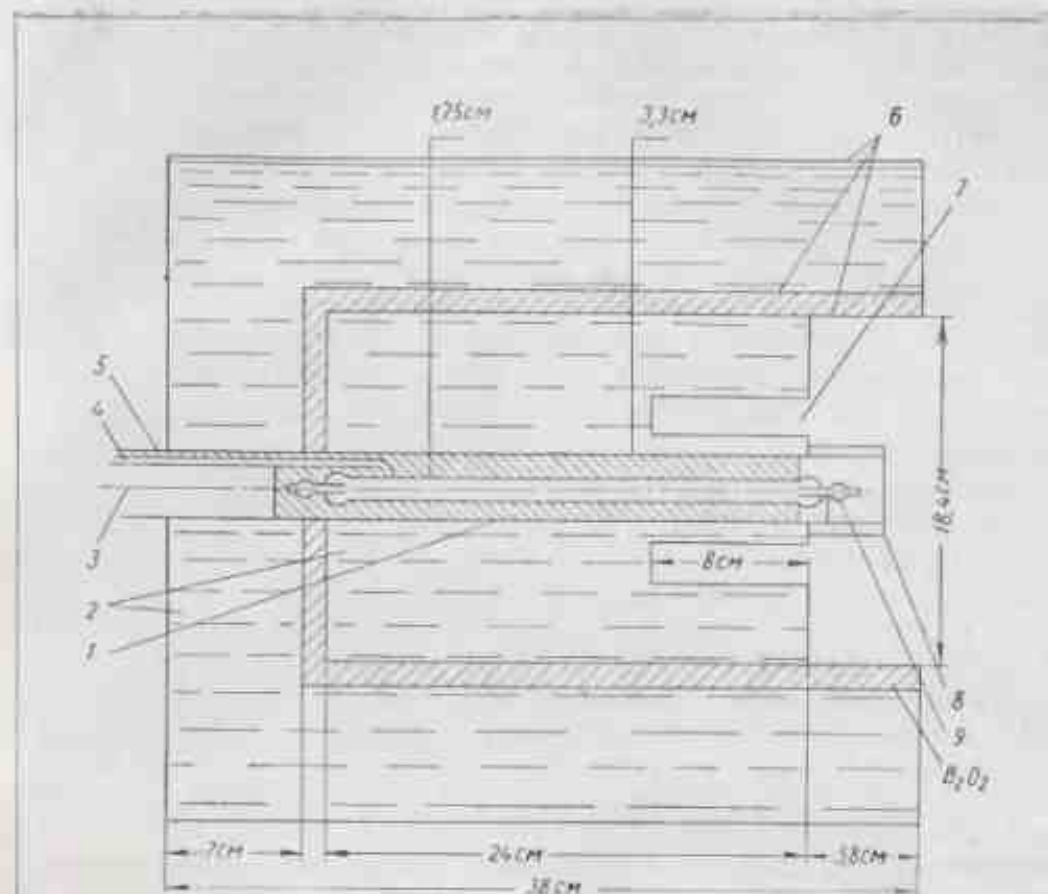


Рис. III.11. Схема устройства длинного счетчика Хансона и Мак-Киббена:

1 — керосин; 2 — парафин; 3 — к. предусилитель; 4 — выходы электродов; 5 — подвижный алюминиевый цилиндр, содержащий счетчик с BF_3 ; 6 — кожух из листовой стали толщиной 1 мм; 7 — восемь отверстий диаметром 2,5 см, смещенных на 7,0 см относительно оси; 8 — цилиндрический стакан; 9 — стекло.



Рис. III.12. Относительная эффективность длинного счетчика в зависимости от энергии нейтронов. Кривая составлена на основании результатов, полученных в Харуэлле (0,02—2 Мэв) и в Лос-Аламосе (выше 1 Мэв), данные перекрываются в плоской части кривой от 1 до 2 Мэв.

тронном сечении углерода. Кроме того, Алленом [33] было установлено, что хотя длинный счетчик и можно рассматривать как точечный детектор, однако положение его эффективного центра меняется с изменением энергии нейтронов. При измерении потоков это следует принимать в расчет.

Длинные счетчики часто калибруют с помощью Ra- α -Be-источников, которые дают нейтроны со средней энергией 4—5 Мэв и максимальной энергией 13 Мэв. Однако такая процедура (см. рис. III. 12) может привести к ошибкам, если считать, что чувствительность не зависит от энергии. Для нейтронов с энергией 1 Мэв при калибровке счетчика по Ra- α -Be-источнику ошибка составляет 9% (так как чувствительность счетчика при энергии 1 Мэв в 1,09 раза больше, чем при средней энергии нейтронов Ra- α -Be-источника). Поэтому калибровку длинного счетчика лучше проводить с помощью Ra- γ -Be-источника, спектр которого имеет среднюю энергию около 1 Мэв. В работе [22] показано, что измерения, выполненные пропорциональным счетчиком и длинным счетчиком, прокалиброванным по источнику $RdTh-D_2O$, хорошо согласуются между собой при энергии нейтронов 200 кэв.

Однородная ионизационная камера. Конструкция такой камеры была впервые предложена Брэтчером и Френчем [34]. Эту камеру использовал Ларссон [35] для измерения выхода нейтронов в реакции $T(d, n)$. Полученные результаты согласовывались в пределах 3% с измерениями, выполненными по методу регистрации сопутствующей частицы. Регистрация потока нейтронов в однородной ионизационной камере основана на измерении ионизационного тока, возникающего в газе камеры при ионизации его протонами отдачи. Как мы уже видели раньше, часть протонов отдачи может возникать или оканчивать свой пробег в стенках камеры. Это приводит к тому, что не вся энергия протонов отдачи тратится на ионизацию. Такой недостаток можно устранить путем изготовления стенок камеры из вещества, подобного по химическому составу газу, наполняющему камеру. Так, при наполнении камеры этиленом C_2H_4 , в качестве материала для покрытия стенок камеры можно использовать полиэтилен C_2H_4 . Поскольку в этом случае состав вещества не меняется скачкообразно на границе камеры, то число протонов отдачи, возникающих и оканчивающих свой путь в стенках камеры, примерно одинаково. Эффективность камеры к нейтронам можно рассчитать, если предположить, что пробеги всех протонов отдачи оканчиваются в газе и что число атомов водорода, участвующих в регистрации нейтронов, равно числу атомов водорода в газе. При расчете необходимо внести поправку на ионизацию, обусловленную ядрами отдачи углерода. При малых энергиях, для которых величина (σ_C/σ_H) мала, эта поправка также невелика. При больших же энергиях (14 Мэв) определение поправки для точных измерений встречает ряд трудностей, связанных с тем, что необходимо знать вклад реакции $C^{12}(n, n')Zn$, угловое распределение нейтронов, упруго рассеи-

ных на углероде, а также величину средней потери энергии ионами углерода на образование одной пары ионов в газе. Другой трудностью при точных измерениях является учет вклада в ионизационный ток камеры от фона γ -лучей. В принципе эту поправку можно ввести путем сравнения ионизационного тока в двух камерах, одной со стенками из C_2H_4 , наполненной C_2H_4 и другой, наполненной C_2D_4 , со стенками из C_2D_4 . Однородные ионизационные камеры в настоящее время применяют главным образом при измерении потоков быстрых нейтронов для дозиметрических целей (п. III. 6).

III. 3. НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ

Нейтронная спектрометрия [36] — одна из важных областей нейтронной физики. В области малых энергий нейтронов (0,001—1000 эв) используются в основном метод времени пролета и кристаллические спектрометры. В области энергий 0,1—10 Мэв разработано много методов измерения спектров нейтронов. Многие из них представляют лишь исторический интерес, так как в настоящее время в спектрометрии быстрых нейтронов наибольшее применение получил метод, основанный на измерении времени пролета с использованием наносекундной техники.

Методы, основанные на регистрации протонов отдачи

Большинство методов регистрации нейтронов, описанных в гл. II, пригодны и для спектрометрии нейтронов [37]. Так, например, Аллен при изучении низколежащих энергетических уровней тяжелых элементов (таких, как уран) применил пропорциональный счетчик, наполненный водородом под давлением 26 атм. Особенность этого эксперимента заключалась в использовании геометрии, в которой детектор окружался сферой из исследуемого вещества, а поэтому счетчик должен был иметь небольшие размеры, и его чувствительность не должна была зависеть от направления.

Чтобы исследовать неупругое рассеяние нейтронов реакции $D(d, n)$ в различных веществах, Бэриан с сотр. [38] и Сигел с сотр. [39] применяли органические сцинтилляторы. В этих экспериментах измерялся дифференциальный спектр импульсов от кристалла стибьена с помещенным между источником и кристаллом рассеивателем или без него. Поскольку обычный метод вычитания спектров требует строгого контролирования потока первичных нейтронов, были взяты не разности, а отношения чисел, отсчетов в соответствующих каналах для обоих спектров. Спектры, полученные таким путем, имели ряд ступенек, обусловленных группами неупруго рассеянных нейтронов и γ -лучами. Идентификация γ -лучей производилась при помощи кристалла NaJ. В качестве примера на рис. III. 13 приведен спектр нейтронов, неупруго рассеянных ядрами индия.

И, наконец, для изучения спектров неупругого рассеяния нейтронов рядом авторов применялись фотографические пластинки. На рис. III. 14 и III. 15 показаны схемы опытов Стелсена и Престона [40] и приведены результаты измерений спектров неупругого рассеяния нейтронов на железе.

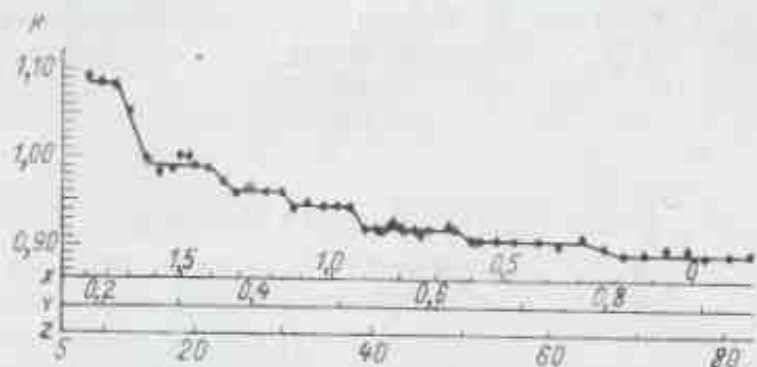


Рис. III. 13. Кривые, полученные для опыта Богданов.

Недостаток всех этих методов заключается в том, что аппаратный спектр спектрометров имеет вид плато, а не пика, что приводит к трудностям наблюдения неупруго рассеянных нейтронов

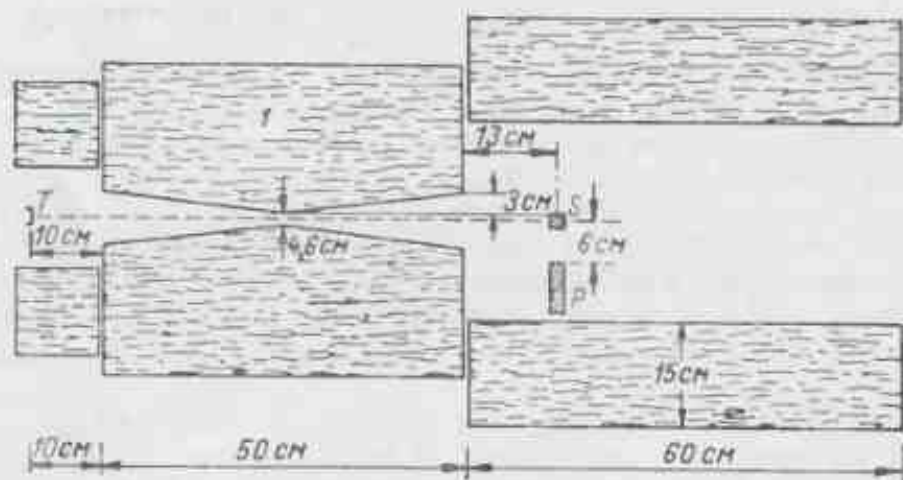


Рис. III. 14. Установка для измерения неупругого рассеяния быстрых нейтронов

l — ширина $\pm 25\%$ борн.

на фоне интенсивной группы упругого рассеяния. Для улучшения аппаратного спектра Перлоу [41] использовал спектрометр с пропорциональным счетчиком, регистрирующим только те протоны отдачи, которые рассеивались в прямом направлении. Устройство этого спектрометра показано на рис. III. 16. Протоны отдачи, образующиеся в газе счетчика *A*, проходят через коллимирующую сетку между счетчиками *A* и *B*, и попадают в счетчик *B*. Счетчики

A и *B* включены в схему совпадений. Регистрируются только те протоны отдачи, которые дали импульсы в счетчиках *A* и *B* и не вызвали разряда в счетчике *C*. Для получения спектра нейтронов импульсы от счетчиков *A* и *B* суммируются. Типичный спектр показан на рис. III. 17. Преимущества такого спектрометра состоят в том, что он не требует введения поправок на краевые эффекты

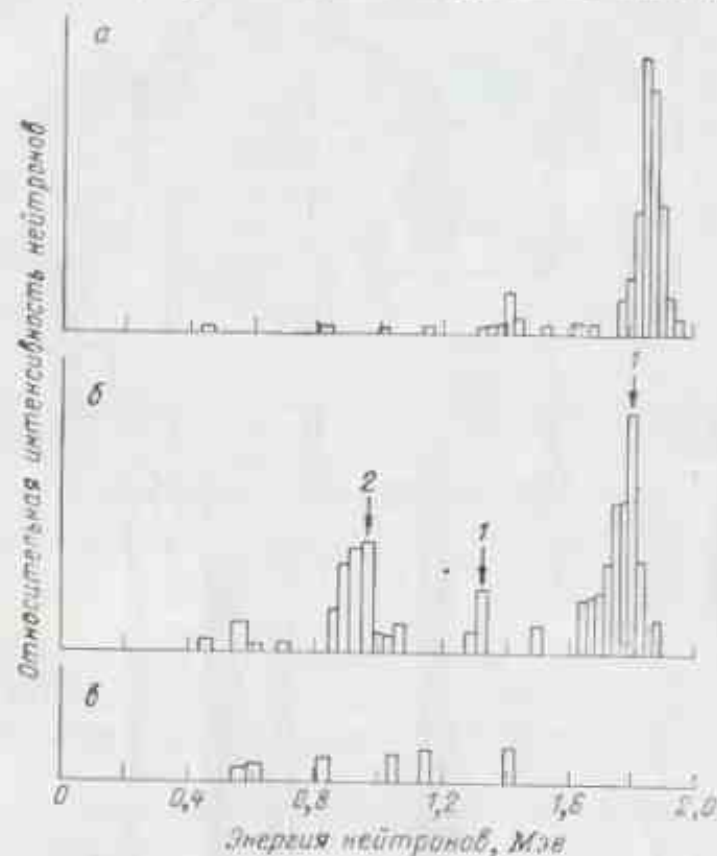


Рис. III. 15. Гистограммы спектров нейтронов, измеренных по даням треклов протонов отдачи в эмульсии: *a* — прямой лучок нейтронов реакции $Li(p, n)$; *b* — спектр рассеянных нейтронов: 1 — упругое рассеяние; 2 — неупругое рассеяние; *v* — фон.

и что аппаратный спектр, соответствующий моноэнергетическим нейтронам, имеет характер резкого пика. К недостаткам его следует отнести очень низкую эффективность порядка 0,001%, обусловленную низким давлением газа в счетчике, а также тем, что из всех случаев взаимодействия отбираются только те протоны отдачи, которые вылетают в прямом направлении. Другой газонаполненный счетчик, в котором используется методика антисовпадений для отделения краевых эффектов, описан в работе Гайлса [42].

Спектрометр с He^3 . До недавнего времени спектрометрия нейтронов с энергией от 100 кэВ до 1 МэВ наталкивалась на серьезные

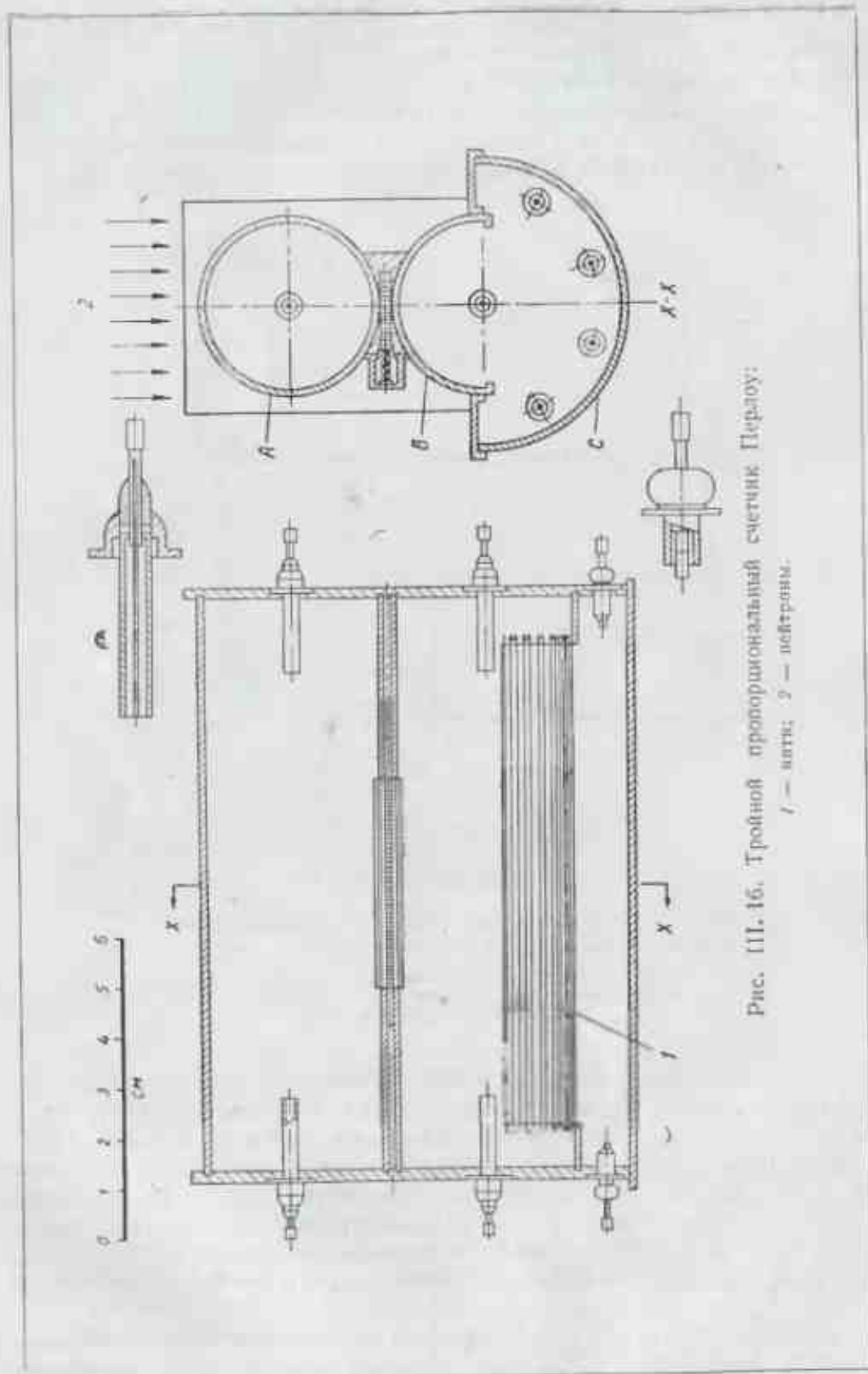


Рис. III. 16. Тройной пропорциональный счетчик Перлоу:
1 — катод; 2 — аноды.

трудности. Для этой области энергий успешно применяется спектрометр с He^3 . Упомянутая ранее реакция $He^3 + n \rightarrow T + p + 756 \text{ кэВ}$ имеет сечение для медленных нейтронов 5400 барн, а в интересующей нас области энергий 0,8—1 барн. В этой области энергий нет конкурирующих реакций, и сечение указанной реакции не имеет резонансов. Максимум в спектре протонов при энергии 765 кэВ, обусловленный тепловыми нейтронами, может быть использован для энергетической калибровки и проверки разрешающей способности. На рис. III. 18 показан пропорциональный счетчик

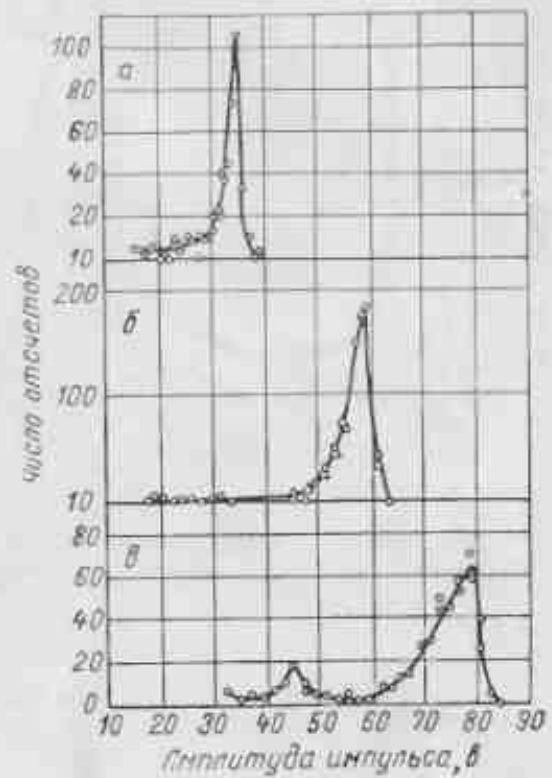


Рис. III. 17. Дифференциальные амплитудные спектры, полученные Перлоу для нейтронов с энергией 496 кэВ (а), 809 кэВ (б) и 1,095 МэВ (в) (наполняющим газом служил водород при давлении 13,65 мм рт. ст.).

чик Бэтчелора [43], наполненный He^3 (270 мм рт. ст.), криптоном (1640 мм рт. ст.) и CO_2 под давлением 120 мм рт. ст. Для уменьшения фона тепловых нейтронов счетчик закрывают

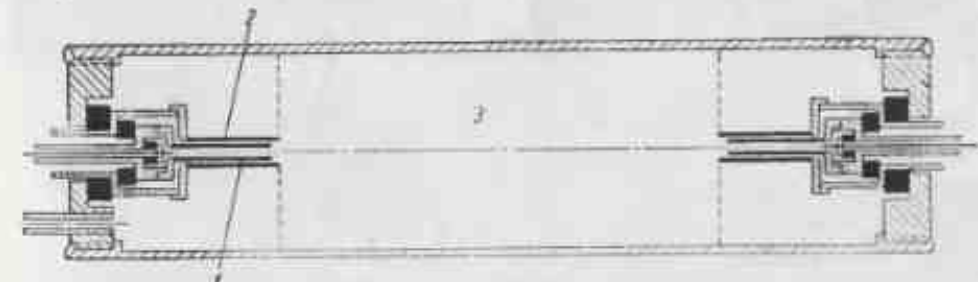


Рис. III. 18. Пропорциональный счетчик Бэтчелора с He^3 :
1 — защитные кольца; 2 — чувствительный объем; 3 — экранирующая трубка.

тонкой фольгой из кадмия. Тем не менее при энергии 765 кэВ наблюдается интенсивный пик, соответствующий надтепловым нейтронам. Эффективность регистрации нейтронов составляет около 0,01% и зависит от концентрации He^3 . Разрешающая способность, определяемая как полная ширина пика на полувысоте, составляет 8% (т. е. при энергии 1 МэВ ширина равна 80 кэВ). На рис. III. 19

показаны амплитудные спектры импульсов, полученные при окружении этого счетчика сферами из урана и свинца, которые бомбардировались нейтронами с энергией 500 кэВ. При энергии 500 кэВ

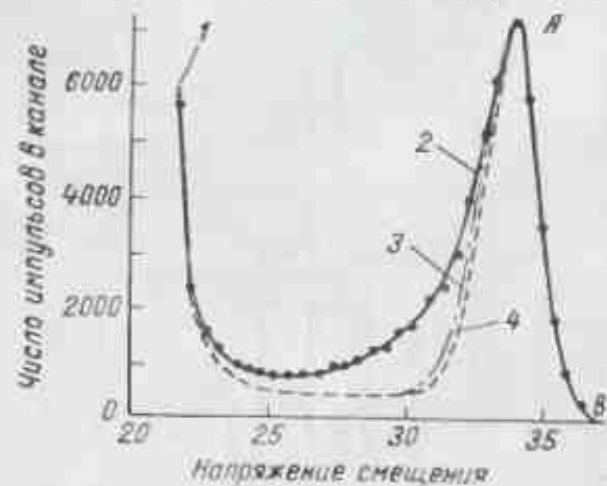


Рис. III. 19. Распределение амплитуд импульсов по величине от нейтронов с энергией 500 кэВ, полученные Бутчелором с помощью счетчика с He^3 и такого же счетчика, окруженного свинцом и ураном (ординаты всех трех кривых нормированы в области АВ);

1 — пик от надтепловых нейтронов; 2 — с урановой аэцидой; 3 — со свинцовой аэцидой; 4 — без аэциды

неупругим рассеянием нейтронов на свинце можно пренебречь, поэтому разность между спектрами от урана и свинца дает спектр нейтронов, неупруго рассеянных на уране.

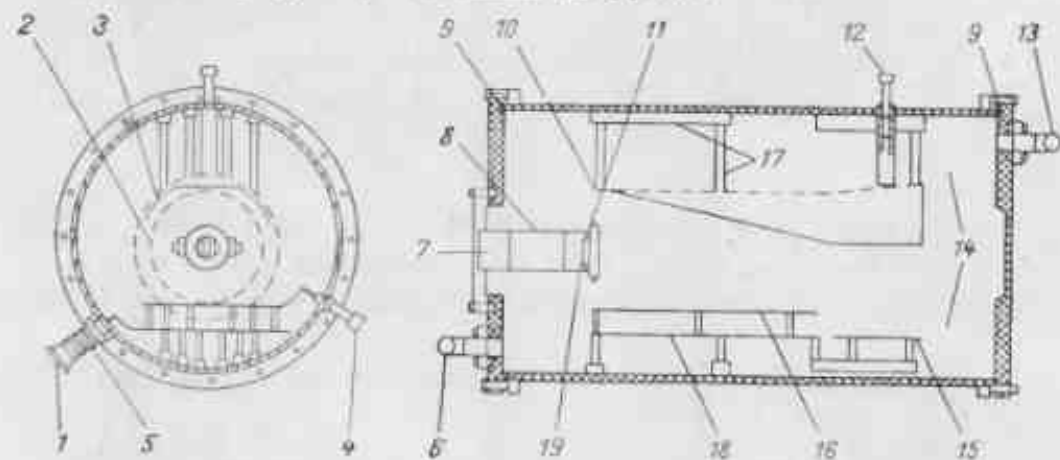


Рис. III. 20. Телескоп Нерисона и Дардена:

1 — соединение с усилителем; 2 — сечение пучка в плоскости А; 3 — сечение пучка в плоскости В; 4 — к сетке Фриша; 5 — эластичный вывод для подсоединения усилителя; 6 — к оксидитолу; 7 — пучок нейтронов; 8 — слой кевара со стеклом; 9 — уплотнение; 10 — высоковольтный электрод; 11 — коллектор и пропорциональный счетчик; 12 — высоковольтный вывод; 13 — к оксидитолу; 14 — конус пучка с расходом 20°; 15 — собирающий электрод; 16 — сетка Фриша; 17 — держатели из тефлона; 18 — основной собирающий электрод камеры; 19 — радиатор из водородоотражающего вещества; 20 — диффузия; 21 — латунь.

Телескопы пропорциональных и сцинтилляционных счетчиков. Для спектрометрии быстрых нейтронов широкое применение находит методика телескопов [44—45]. В п. III. 2 уже были описаны старые, однако наиболее широко используемые методы. При изу-

чении средних нейтронных сечений в области от 3 до 12 МэВ Нерисон и Дарден [46] применяли телескоп, в котором основным детектором служила ионизационная камера с сеткой Фриша (рис. III. 20). Позади этой камеры для отделения протонов отдачи с очень большой энергией располагали вторую камеру, выключенную с первой в схему антисовпадений.

В счетчике Холта и Литерленда [47] протоны отдачи останавливались в третьей камере. Глубину проникновения протонов в третью камеру и, следовательно, их энергию, можно было определить по времени, которое затрачивали электроны, образованные

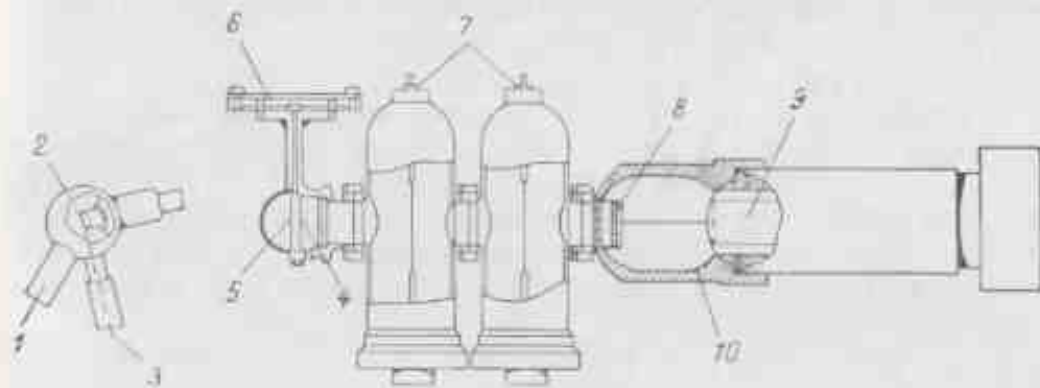


Рис. III. 21. Телескоп Райба и Сигрейна для измерения сечения реакции $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Be}^8$ (слева показан нейтронный источник, использующий реакцию $\text{T}(d, n)\text{He}^3$):

1 — соединение с счетчиком в части; 2 — циркониевая мишень; 3 — пучок нейтронов; 4 — радиатор; 5 — мишень; 6 — магнит; 7 — пропорциональные счетчики; 8 — кристалл $\text{NaJ}(\text{Tl})$; 9 — фотоумножители; 10 — световод.

протонами отдачи, на прохождение от места образования до сетки, расположенной на задней стороне третьей камеры. За начало отсчета времени выбирался момент совпадения импульсов в первых двух камерах.

Аналогичный счетчик, но для другой цели, был использован Райбом и сотр. [48] (рис. III. 21). Определение спектра вторичных заряженных частиц основано в этом случае на измерении потерь энергии в первых двух пропорциональных счетчиках. Чем тяжелее частица, образовавшаяся в результате реакции в радиаторе, тем меньше ее скорость и тем больше потеря энергии. Это позволяет отделять протоны от дейтронов по величине импульса в камере. С помощью этого счетчика Райб изучал реакцию, обратную обычной реакции стриппинга (d, n), на боре и фторе и получил для нее форму углового распределения.

В работах [21—25] описано еще несколько таких счетчиков. Все эти счетчики обладают низкой эффективностью, характерной для телескопов с тонким радиатором.

Мозли и Шумаер [49] использовали в качестве элементов спектрометра сцинтилляционные счетчики. Такой спектрометр состоит из двух антраценовых кристаллов, расположенных друг

за другом вдоль направления пучка падающих нейтронов. Счетчики включены в схему совпадений. Первый кристалл служит радиатором. Пробеги протонов отдачи, возникающих в первом кристалле, оканчиваются во втором. Импульсы счетчиков суммируются и подаются на амплитудный анализатор. Для уменьшения фона γ -лучей, которые могут создавать импульсы в обоих кристаллах и давать ложные совпадения, между кристаллами помещен пропорциональный счетчик низкого давления. На анализатор подаются только те импульсы, которые дают тройные совпадения, причем импульс от пропорционального счетчика соответствует тяжелой частице. Эффективность этого спектрометра в области энергий нейтронов от 2 до 18 Мэв составляла $2 \cdot 10^{-4}$, а полная ширина аппаратурной линии на полувысоте — 4,5%.

Недостатком этого счетчика является нелинейная зависимость величины импульсов в кристалле антрацена от энергии протонов отдачи. В спектрометре Калверта и сотр. [50] этот недостаток был в значительной степени устранен. Вторым детектором в этом спектрометре служил кристалл NaI. Импульсы от обоих сцинтилляторов подавались на пластины X и Y осциллографа и регистрировались фотографически.

В случае моноэнергетических нейтронов на экране осциллографа наблюдается узкая линия независимо от закона изменения светового выхода антрацена с энергией протонов отдачи. При линейном законе линия представляла бы собой четверть окружности. В спектрометре Калверта было получено разрешение 5,4%. Схема спектрометра показана на рис. III. 22, а на рис. III. 23 приведен типичный спектр нейтронов, полученный с его помощью.

В описанных счетчиках спектр нейтронов определялся из анализа амплитудного распределения импульсов, обусловленных протонами отдачи. В экспериментах П. Чэгнона и сотр. [51], а также Дрейпера [52] с помощью второго детектора регистрировались нейтроны, рассеянные в первом детекторе. Однако даже при использовании в качестве второго детектора двенадцати органических кристаллов, включенных в схему совпадений, эффективность такого спектрометра была только 10^{-4} . Этот спектрометр имеет значительно больше недостатков, чем телескоп, регистрирующий протоны отдачи в определенном телесном угле. Варианты таких спектрометров были описаны Бэгианом и сотр. [53], а также несколько позднее — Патро [54]. Принцип работы таких спектрометров основан на том, что нейтроны, рассеянные почти на 90° относительно их первоначального направления, имеют малую энергию, поэтому в качестве второго детектора можно использовать кристалл NaI, эффективно регистрирующий γ -лучи от захвата нейтронов в тонком слое серебра, которым окружен кристалл. Иногда вместо NaI используют кристалл йодистого лития. Поскольку скорость рассеянных нейтронов невелика, то необходимо вводить соответствующую временную задержку импульса от первого детектора. Несмотря на то что указанные усовершен-

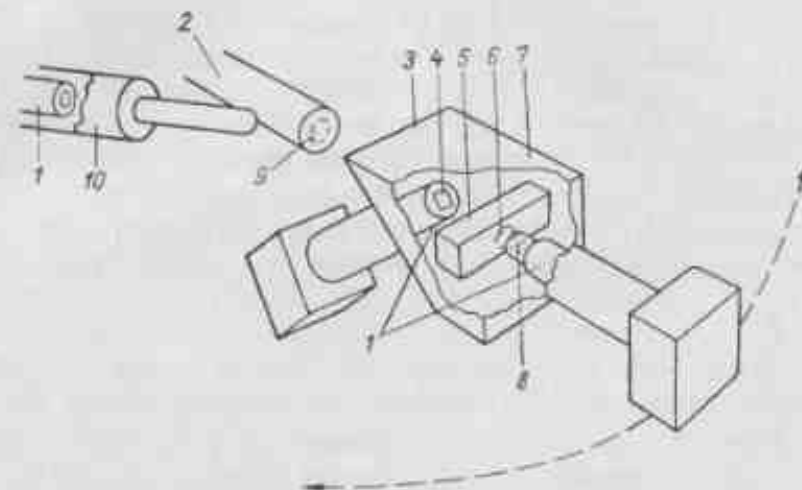


Рис. III. 22. Схема спектрометра Калверта:

1 — фотоумножители; 2 — коллиматорный пучок нейтронов; 3 — кремниевый кристалл; 4 — кристалл антрацена; 5 — пропорциональный счетчик; 6 — тонкое слюдяное окно; 7 — светонепроницаемый кожух; 8 — кристалл NaI; 9 — мишень; 10 — монитор.

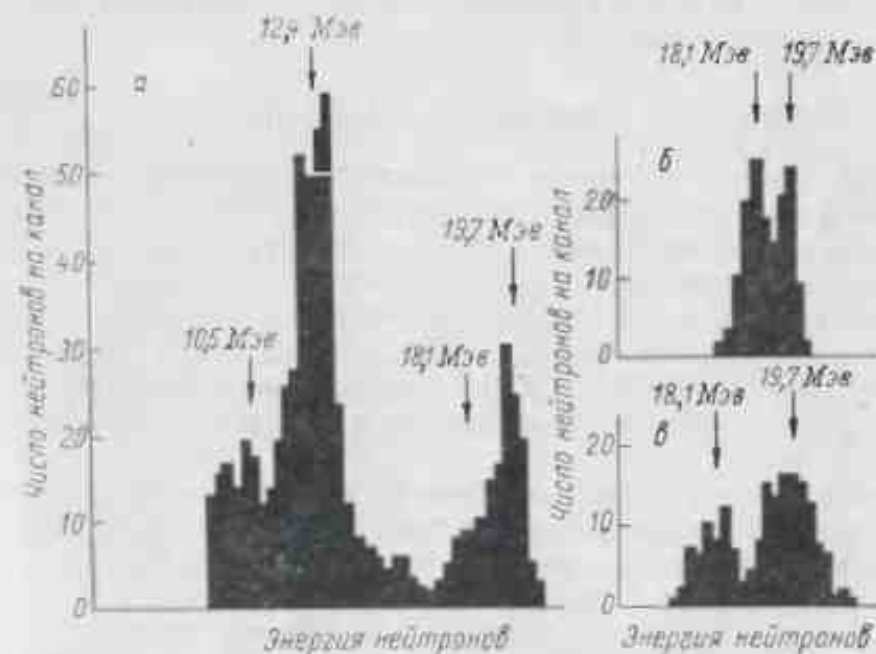


Рис. III. 23. Типичные спектры, полученные Калвертом:

а — спектр нейтронов под 0° от реакции $F^{23}(d,n)Ne^{23}$; б — спектр нейтронов под углом 15° соответствующий переходу в основное и первое возбужденное состояния; в — тот же срез, что и в б, между кристаллами помещена алюминиевая фольга толщиной $260 \mu m$.

ствования несколько увеличивают эффективность и разрешение спектрометра, они радикально не устраняют недостатков, присутствующих в такой системе.

Фергусон и Пауль [55] дают описание порогового спектрометра быстрых нейтронов по принципу работы аналогичного счетчика Лэнгдесдорфа (рис. III. 2). В качестве рассеивателя они использовали цилиндр из лития. Пучок нейтронов после прохождения через рассеиватель попадает в детектор с высокой эффективностью, представляющий собой парафиновый замедлитель со счетчиками, наполненными BF_3 . Этот спектрометр представляет собой фактически два счетчика Лэнгдесдорфа, причем в первом счетчике имеется литиевый рассеиватель. Полное нейтронное сечение лития изменяется плавно с энергией, за исключением резкого резонанса при энергии 260 кэв. Поэтому отношение отсчетов в этих двух счетчиках также слабо изменяется при изменении энергии до тех пор, пока в пучке падающих нейтронов не появляются нейтроны с энергией, приблизительно равной 260 кэв. В этом случае в первом счетчике наблюдается увеличение числа отсчетов, во втором — уменьшение, а их отношение соответственно изменяется. Этот прибор был использован, например, для изучения энергетических уровней A^{27} , Sc^{46} и Cr^{52} при бомбардировке Cl^{37} , Ca^{40} и V^{51} протонами. При изменении энергии протонов отношение отсчетов в счетчиках резко изменялось всякий раз, когда в пучке нейтронов появлялась компонента с энергией 260 кэв.

III. 4. СПЕКТРОМЕТРИЯ ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Рассмотрение спектрометрии быстрых нейтронов по времени пролета с использованием наносекундной техники более логично было бы отнести к предыдущему параграфу. Однако поскольку метод времени пролета общий для нейтронов с любой энергией, то описание этого метода выделим в отдельный параграф, в котором рассмотрим различные его применения. Здесь будут рассмотрены, главным образом, детекторы нейтронов, однако по мере необходимости будут описаны также некоторые детали аппаратуры и методики.

Общим для всех спектрометров по времени пролета является то, что нейтроны образуются в источнике только в течение очень коротких интервалов времени по сравнению со временем, необходимым для пролета нейтронами рассматриваемой энергии базы спектрометра. Для очень медленных нейтронов это время составляет несколько десятков микросекунд, а для быстрых нейтронов — несколько наносекунд. В конце пролетного расстояния располагается детектор, который регистрирует нейтроны, появившиеся по прошествии различных интервалов времени после вспышки нейтронов в источнике. Таким образом, по зависимости числа нейтронов, зарегистрированных в детекторе, от времени t после вспышки в источнике можно судить о спектре нейтронов, испу-

щенных источником. Помещая в пучок нейтронов поглотитель и измеряя ослабление пучка в зависимости от скорости нейтронов, можно получить зависимость полного сечения от энергии. Если же измерять число рассеянных нейтронов в зависимости от их скорости, то можно получить спектр рассеянных нейтронов и т. д. Описание различных экспериментов, выполненных этим методом в широкой области энергий нейтронов, собрано в IV томе «Материалов Международной конференции по мирному использованию атомной энергии» (Изд-во АН СССР, 1957). Здесь мы кратко остановимся на наиболее важных работах.

Область тепловых нейтронов [56—58]. Скорость тепловых нейтронов составляет около 2000 м/сек или 1 м в 500 мксек. Пучок тепловых нейтронов, например, от реактора проходит через цилиндрический ротор, направление оси которого обычно составляет прямой угол с направлением пучка. Цилиндр обычно делают из материала, сильно поглощающего нейтроны (например, кадмия), в этом материале прорезают одну или несколько щелей. Нейтроны проходят через ротор только в те короткие промежутки времени (≈ 10 мксек), когда плоскость щели совпадает с направлением пучка. Детектор находится на расстоянии 1—2 м от ротора и регистрирует нейтроны в последовательные интервалы времени длительностью около 10 мксек. Такое устройство является основной частью простейшего спектрометра тепловых нейтронов по времени пролета или *медленного селектора* (слово «медленный» относится к скорости нейтронов). Этот спектрометр часто используют в области энергий ниже 0,1 эв. Одним из наиболее интересных применений таких спектрометров является использование их для исследования кристаллических структур с помощью медленных нейтронов, скорости которых настолько малы, что при соударении с атомами кристалла нейтроны увеличивают свою энергию. Измерение спектров рассеянных нейтронов дает сведения о направлении и скорости тепловых колебаний атомов в кристаллической решетке.

Селекторы иногда используют и при энергии нейтронов, превышающей 0,026 эв. Однако в этом случае они имеют значительно меньшую эффективность, чем кристаллические спектрометры. Кристаллические спектрометры основаны на свойствах отражения нейтронов от кристаллических структур. Нейтроны отражаются от кристаллических плоскостей подобно рентгеновым лучам: чем выше их энергия, тем меньше угол отклонения. Поскольку пучок нейтронов, отраженный от кристалла, не прерывается во времени, как это имеет место в селекторе, то средняя интенсивность пучка значительно выше. Однако по сравнению с медленным селектором кристаллический спектрометр не позволяет автоматически проводить измерения сразу во всей интересующей области энергий.

Регистрация нейтронов в тепловой области энергий не представляет особых затруднений. Неточность, связанная с конечным

временем срабатывания пропорционального счетчика, относительно невелика (≈ 2 мксек), а эффективность счетчика с BF_3 обычно составляет 50%. Для регистрации нейтронов часто используются также борные ионизационные камеры и кристаллы $\text{LiJ}(\text{Eu})$.

Область энергий от 1 эв до 10 кэв [59—62]. В этой области энергий находят применение в основном два типа спектрометров. Первый, так называемый *быстрый селектор*, по принципу действия аналогичен медленному селектору. Однако здесь значительно увеличиваются трудности, связанные с регистрацией нейтронов. Скорость нейтронов с энергией 1 кэв составляет $4 \cdot 10^5$ мсек, т. е. 20 м за 50 мксек. Увеличение расстояния между селектором и детектором приводит либо к слишком большому размеру детектора для получения того же телесного угла, что и в случае медленного селектора, либо к резкому уменьшению скорости счета в случае применения детектора малых размеров. Чтобы получить удовлетворительное разрешение по энергиям, длительность вспышки нейтронов должна быть меньше 1 мксек. Интенсивность в спектре нейтронов от реактора спадает в промежуточной области энергий приблизительно как $1/E$, где E — энергия нейтрона. И, наконец, эффективность большинства детекторов, использующих ядерные реакции, спадает как $1/v$.

Во втором типе спектрометров по времени пролета (которому присущи многие, но не все из указанных трудностей) вспышку нейтронов получают с помощью пульсирующих ускорителей. Исторически этот метод впервые был применен при использовании циклотрона в качестве источника нейтронов. Однако в последнее время наиболее часто для этой цели используют реакцию (γ, n) на высокопоточных электронных ускорителях. Пучок электронов падает на мишень из тяжелых элементов, в которой образуется интенсивный поток γ -лучей. В спектрометре Ноллской атомно-энергетической лаборатории в качестве источника нейтронов использовался бетатрон, с энергией 100 Мэв, который давал очень короткие вспышки нейтронов. В Харуэлле для этой цели используется линейный электронный ускоритель с очень большим током. Имеются близкие к завершению проекты ускорителей, в которых ток электронов во время вспышки достигнет 0,75 а. Такие ускорители позволяют получать очень короткие вспышки нейтронов с интенсивностью $10^{17} - 10^{18}$ нейтр/сек в течение вспышки. Однако при таком методе генерирования нейтронов возникают серьезные трудности с защитой детекторов от мощного фона γ -лучей.

К детекторам нейтронов предъявляется много противоречивых требований. В гл. II было показано, что идеальных детекторов нейтронов с высокой эффективностью не существует. Пропорциональный счетчик, наполненный BF_3 , обладает относительно низкой эффективностью и вносит заметный временной разброс, связанный с его значительными размерами в направлении пучка падающих нейтронов. Собственным разрешающим временем про-

порционального счетчика (2 мксек) в данном случае также нельзя пренебречь. Система счетчиков небольшого диаметра, расположенных под прямым углом к пучку падающих нейтронов, позволяет несколько улучшить разброс, связанный с размерами детектора, однако эффективность спектрометра остается при этом невысокой.

Кристаллы LiJ обладают высокой эффективностью к нейтронам, однако она зависит от поглощения нейтронов в йоде. Кроме того, такой счетчик очень чувствителен к γ -лучам. Жидкие сцинтилляторы с метилборатом также очень чувствительны к γ -лучам и обладают большим временным разбросом, связанным со значительным временем замедления нейтронов в органической жидкости. Однако при повышении концентрации бора время замедления может быть уменьшено до 0,5 мксек. Детекторы, основанные на регистрации γ -лучей, от захвата нейтронов в большом блоке B^{10} имеет не очень высокую эффективность, но очень чувствительны к γ -фону. По-видимому, наилучшие результаты можно получить при использовании ZnS , сплавленного с B_2O_3 . Сцинтилляционный детектор с таким сцинтиллятором имеет достаточно хорошее разрешающее время, небольшие размеры, высокую эффективность и мало чувствителен к γ -лучам. Однако идеального детектора для регистрации нейтронов в киловольтовой области пока еще не создано.

Область энергий от 1 до 100 Мэв [63—70]. Как указывалось во введении, нейтроны с энергией 2 Мэв обладают скоростью $2 \cdot 10^8$ см/сек, т. е. расстояние в 1 м они проходят за 50 нсек. Для спектрометрии быстрых нейтронов основную трудность представляет получение высокой эффективности детектора в сочетании с малой чувствительностью к γ -лучам. Время пролета γ -квантами расстояния в 1 м составляет 3 нсек, т. е. их можно считать почти «мгновенными». Поэтому для отделения γ -квантов от импульсов нейтронов не требуется никакой дискриминации. При изучении углового распределения неупруго рассеянных нейтронов, например, на Fe^{56} , измерение углового распределения γ -лучей, обусловленных рассеянием нейтронов, представляет самостоятельный интерес и производится одновременно. Что касается эффективности детектора, то она ограничивается только толщиной сцинтиллятора. Толщина кристалла, которая может быть использована без внесения заметного разброса времени пролета нейтрона, составляет 3—5 см; при этом эффективность обычно достигает 30—50% в зависимости от энергии нейтрона. (В связи с требованием малого разрешающего времени в качестве детекторов быстрых нейтронов применяются только органические сцинтилляторы, обладающие малым временем высвечивания). Наличие фона γ -лучей и рассеянных нейтронов представляет известные трудности. Первичные нейтроны поглощаются в стенах помещения, что приводит к появлению фона γ -лучей и нейтронов, задержанных во времени относительно вспышки нейтронов. Поскольку ускоритель работает

в течение всего периода между вспышками, то может оказаться существенным фон, обусловленный различными причинами, связанными с работой ускорителя. Поэтому лучше использовать такую схему опыта, при которой мишень располагается высоко над полом в помещении с легкими стенами и полностью экранируется от ускорителя и пучка, когда последний не попадает на мишень.

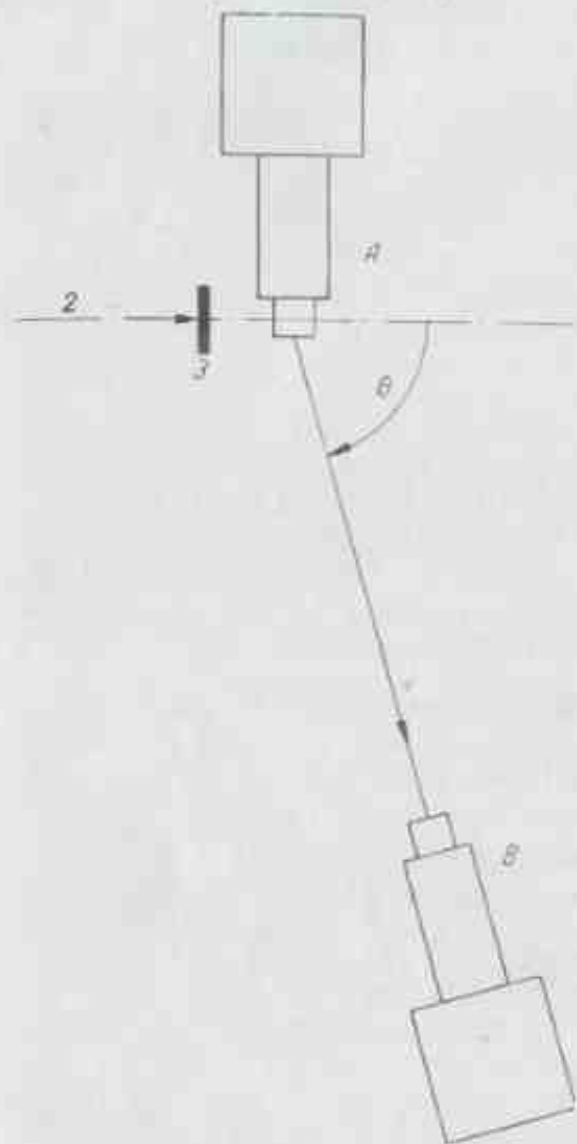


Рис. III. 24. Схема опыта Нильсона и Джеймса:

1 — D/D нейтроны, $E = E_0 \cos^2 \theta$; 2 — пучок дейтрониев от генератора Ван де Граффа; 3 — дейтронная мишень на таловом льду.

Время пролета нейтронов в амплитуду импульсов, которые регистрировались с помощью многоканального амплитудного анализатора.

В качестве запускающего импульса служил импульс от γ -лучей в счетчике А, обусловленный реакцией (d, n, γ) , а не протон отдачи, как в спектрометре Дрейера, Чегниса и др. Подобный спектрометр был описан также О'Нилом [72]. В нем источником

нейтронов служила реакция $T(d, n)$, а в качестве запускающего импульса использовался импульс от α -частицы.

Несколько спектрометров по времени пролета было построено для работы на ускорителях. В качестве источников нейтронов в двух таких спектрометрах [73—74] используются небольшие циклотроны. Работа их основана на том, что рабочая частота в циклотроне составляет примерно 15 Мгц, т. е. период циклотрона имеет как раз подходящую величину для применения наносекундной импульсной техники. Во время ускорения в циклотроне протоны группируются в небольшом фазовом угле, поэтому пучок протонов от циклотрона представляет собой короткие вспышки длительностью 2 нсек (Брукхэйвенский циклотрон). Поскольку средний ток составляет около 1 ма, максимальный ток протонов во время вспышки гораздо больше, чем ток, получаемый от электростатического генератора. Высокая интенсивность вспышки позволяет использовать большие пролетные расстояния. Недостатки циклотрона состоят в том, что энергию протонов и частоту генератора трудно менять и что частота повторения циклов слишком велика. Последнее приводит к наложению группы быстрых нейтронов одного цикла на группу медленных нейтронов предыдущего цикла.

До сих пор спектрометры быстрых нейтронов по времени пролета находили наибольшее применение в сочетании с электростатическими генераторами. Примером может служить спектрометр Кранберга [75], используемый для нейтронных исследований в широкой области энергий. Преимущества этого спектрометра подтверждаются тем, что Кранбергом выполнено много работ по изучению спектров неупруго рассеянных нейтронов. Такие измерения представляют значительные трудности, так как если интенсивность источника нейтронов составляет 10^8 нейтр/сек стер, то число рассеянных нейтронов не превышает 10^6 нейтр/сек стер и поэтому необходимы детекторы с очень высокой эффективностью.

В установке Кранберга и Левина [75] пучок протонов проходит через пару отклоняющих пластин, к которым приложено высокочастотное напряжение 10 кВ при частоте 4,5 Мгц (рис. III. 25). Это приводит к периодическому отклонению пучка протонов перпендикулярно коллимирующей щели. Для того чтобы уменьшить фон нейтронов, возникающих при бомбардировке протонами различных частей системы в то время, когда пучок не проходит через щель, мишень расположена на расстоянии 3,85 м от щели. Пучок фокусируется на мишень с помощью квадратной линзы. В качестве мишени используется газообразный тритий. Нейтроны, вылетающие из мишени, попадают на рассеиватель. Рассеянные нейтроны детектируются органическим сцинтиллятором, защищенным от прямого пучка свинцом и парафином с примесью лития.

Временное разрешение системы определяется несколькими факторами. Кроме аппаратного разрешения, вследствие конечного

Временное разрешение системы определяется несколькими факторами. Кроме аппаратного разрешения, вследствие конечного

Временное разрешение системы определяется несколькими факторами. Кроме аппаратного разрешения, вследствие конечного

Временное разрешение системы определяется несколькими факторами. Кроме аппаратного разрешения, вследствие конечного

времени прохождения пучка протонов через мишень, наблюдается временной разброс момента образования нейтронов в газе мишени. Конечные размеры рассеивателя и детектора также приводит к дополнительному временному разбросу. Полное разрешающее время этой установки составляет около 5 нсек. Опорные импульсы временного анализатора синхронизированы с высокочастотным напряжением, приложенным к отклоняющим пластинам. Временной анализатор представляет собой конвертер, преобразующий время пролета в амплитуду импульсов [76]. Трудность настройки



Рис. III. 25. Схема опытов Кранберга и Левина при измерении спектров рассеянных нейтронов по времени пролета с помощью наносекундной техники.

1 — электростатическая линза; 2 — диафрагма; 3 — отклоняющие пластины; 4 — рассеиватель; 5 — мишень толщиной 3 см; 6 — поликарбонат; 7 — смесь Li_2CO_3 с парафином; 8 — свинец; 9 — пластмассовый детектор; 10 — металлическая защита; 11 — фотоумножитель RCA5619.

аппаратуры заключалась в точном фиксировании момента попадания нейтронов в детектор, поскольку этот момент зависит от выбранного порога электронной аппаратуры и от времени нарастания (и амплитуды) импульса детектора.

В качестве примера на рис. III. 26 приведены результаты измерения спектров упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергией 2,45 Мэв, полученные на этом спектрометре для трех элементов — никеля, титана и железа. На рисунке видны также пики от γ -лучей.

На рис. III. 27 [75] приведены результаты измерений неупругого рассеяния нейтронов ураном (группы упруго рассеянных нейтронов не показаны). Результаты представлены в таком виде, чтобы из графика легко было определить ядерную температуру. Справа отчетливо видны группы нейтронов деления, а слева расположена основная масса точек, обусловленных неупругим рассеянием.

Спектрометр Кранберга и соотр. [77], имеющий большую разрешающую способность, применялся также для изучения полных

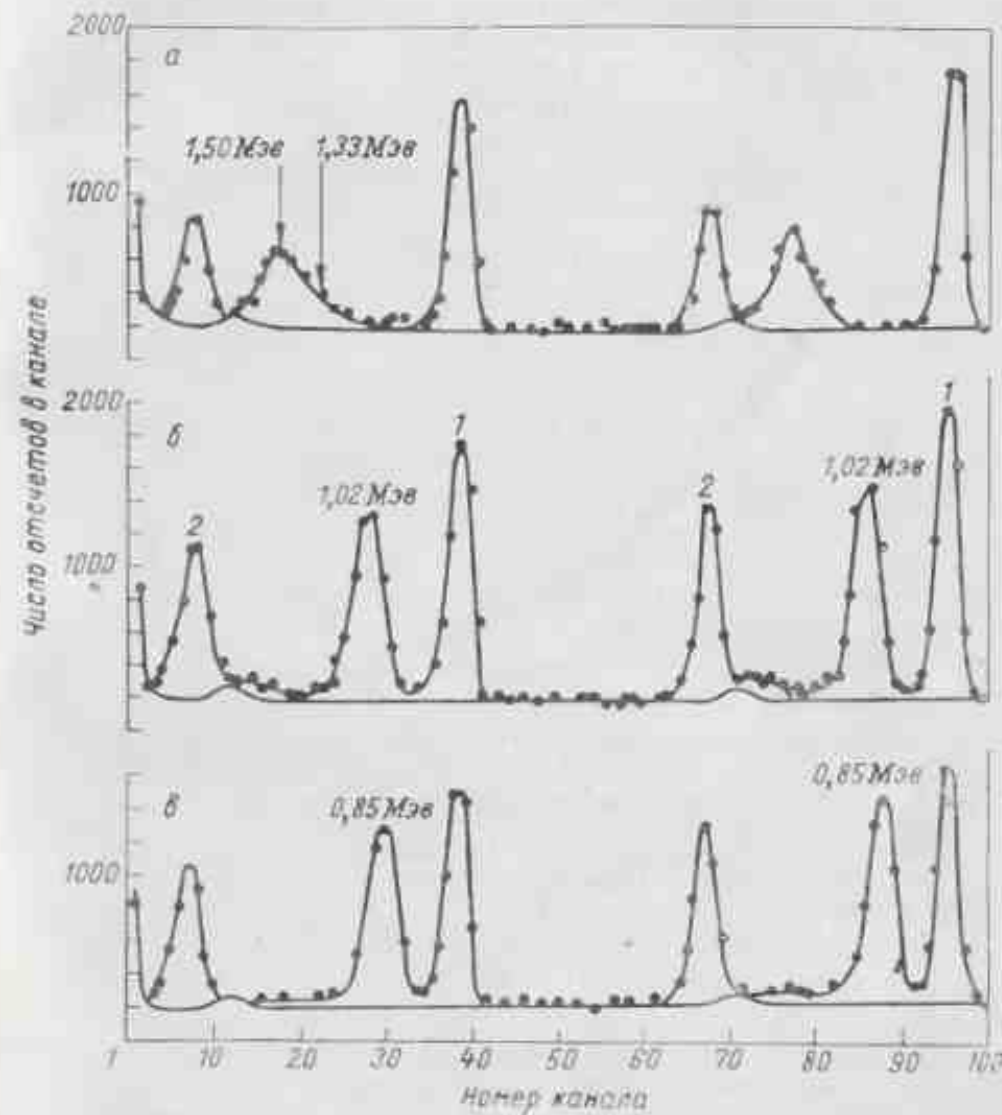


Рис. III. 26. Временной спектр нейтронов с энергией 2,45 Мэв, рассеянных под углом 90° на никеле (а), титане (б), железе (в) (сплошная линия, проведенная под каждой кривой, представляет собой фон без рассеивателя; γ -лучи упруго рассеянных нейтронов и группы неупруго рассеянных нейтронов разделены; в данном эксперименте использовали расстояние пролетов 1,5 м).

1 — упругое рассеяние; 2 — γ -лучи.

нейтронных сечений. Эти исследования были распространены на область малых энергий нейтронов путем использования сцинтилляционной методики, описанной в п. II. 3. Эффективность регистрации нейтронов кристаллом толщиной 3 см составляла 47% и оставалась постоянной в интервале энергий нейтронов от 80 кэв до 1 Мэв; при энергии 30 кэв эффективность падала до 23%.

Стеффордом и сотр. [78] описаны использующие метод времени пролета опыты по измерению спектров нейтронов, получае-

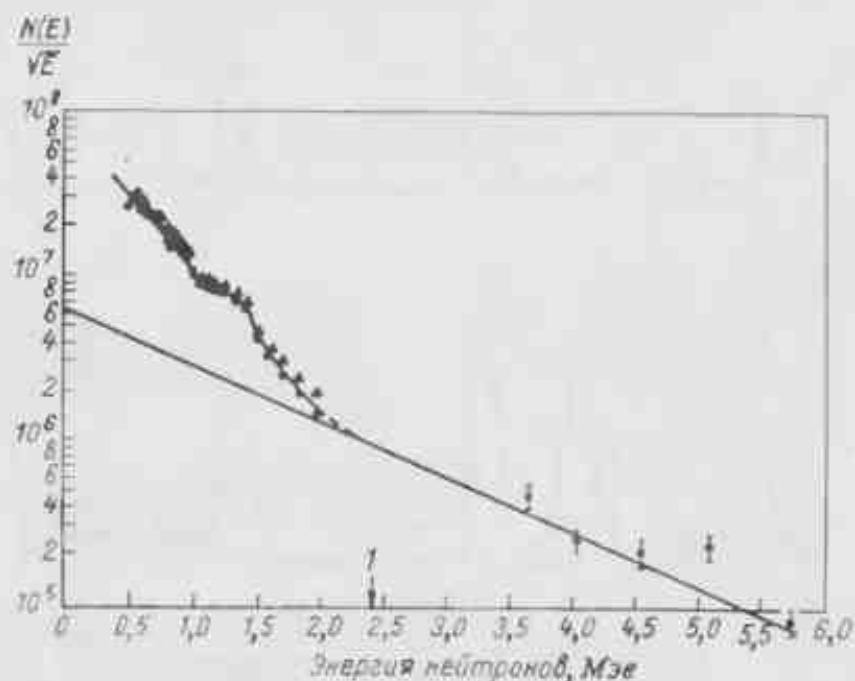


Рис. III. 27. Анализ спектра нейтронов от U^{238} , полученного Крайбергом и др.:

(U^{238} ; $E_0 = 2,15$ Мэв; $-\ln \frac{N(E)}{\sqrt{E}} = -0,275E$); 1 — энергии первичных нейтронов.

мых при помощи фазотрона с энергией от 100 до 150 Мэв. При этих энергиях не существует источников моноэнергетических нейтронов, поэтому применение спектрометров по времени пролета открывает широкие возможности для точных нейтронных исследований в этой области энергий. Существенно большие скорости нейтронов ($1,5 \cdot 10^{10}$ см/сек) приводят к необходимости увеличивать пролетные расстояния (≈ 25 м). Однако интенсивность пучка нейтронов возрастает за счет резкой направленности вперед углового распределения нейтронов, возникающих в результате взаимодействия очень быстрых протонов с ядрами мишени. Вблизи внешнего радиуса фазотрона протоны, сгруппированные в сгусток, отклоняются с помощью импульса высокого напряжения на мишень. Этим же импульсом запускается временная развертка, которая обычно калибруется с помощью γ -лучей, испускаемых мишенью.

III. 5. ИЗМЕРЕНИЕ ПОТОКОВ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Когда мы говорим об измерениях *потоков быстрых нейтронов*, то имеем в виду измерение в большинстве экспериментов примерно моноэнергетических потоков нейтронов с интенсивностью порядка 10^4 нейтр/см²·сек. Потоки, меньшие по интенсивности на несколько порядков, трудно измерить, в то время как потоки много большей интенсивности сложно получить. Термин *поток медленных нейтронов* охватывает гораздо больший интервал плотностей. Так, потоки медленных нейтронов в космических лучах обычно имеют плотность значительно ниже 1 нейтр/см²·сек, тогда как в реакторах получают мощные потоки с плотностью, достигающей 10^{14} нейтр/см²·сек. Кроме того, в описанных далее экспериментах потоки нейтронов не моноэнергетические. Так, пучок, выходящий из тепловой колонны реактора (см. п. 0. 3), состоит из нейтронов с энергией, соответствующей максвелловскому распределению при температуре 300° К. Пучок, выходящий из реактора и не прошедший через тепловую колонну, состоит, кроме тепловых нейтронов, еще из группы нейтронов со спектром, в котором интенсивность падает как $1/E_n$.

Кроме измерений потоков нейтронов в пучках, мы часто имеем дело с измерениями в замедлителях. Так, если источник нейтронов, скажем Ra- α -Be, помещен в центр большого графитового блока, то на расстоянии примерно 1 м от источника (п. IV. 21) нейтроны являются в основном тепловыми, т. е. они имеют максвелловское распределение по энергиям. Ближе к источнику спектр содержит нейтроны более высоких энергий, в том числе быстрые нейтроны и нейтроны в интервале 1 эв (резонансные).

Различные реакции, происходящие на медленных нейтронах, были описаны в гл. I. Во всех этих реакциях сечение быстро падает, начиная с энергий, скажем 1 кэв, так что эффектом быстрых нейтронов в детекторе можно пренебречь. Нейтроны, с которыми мы далее будем иметь дело, делятся на две группы — тепловые и резонансные. Различие между ними легко установить, измеряя активности, наведенные в открытой фольге и фольге, окрашенной кадмиевой пластинкой, толщиной 1 мм. Измеренное таким образом отношение активностей, «кадмиевое отношение», является важным показателем при грубой оценке энергетического спектра исследуемых нейтронов. Однако следует напомнить, что поглощением в кадмии в резонансной области пренебрегать нельзя.

Так при экранировании кадмиевой пластинкой толщиной 1 мм нужно вводить поправку в 9% для нейтронов с энергией 1,44 эв и в 2% для нейтронов с энергией 4,9 эв [79].

Выбор детектора определяется условиями эксперимента. Для самых слабых потоков применяют большие борные счетчики или фотопластинки с добавкой BF_3 , обладающие свойством накопления информации.

В экспериментах, описанных в этом параграфе, поток медленных нейтронов имеет интенсивность порядка 10^7 нейтр/см²·сек и детекторы выбираются такие, у которых сечение поглощения меняется по закону $1/v$ или близко к нему (бор, марганец, натрий), или детекторы с сильными резонансами в резонансной области (индий, основной резонансный уровень захвата которого лежит при 1,44 эв, и золото с резонансом при энергии 4,9 эв). Оба детектора имеют большие сечения захвата тепловых нейтронов; эффектом захвата при больших энергиях также никогда нельзя пренебрегать. Так, Робертс и сотр. [80] при изучении замедления в графите нейтронов с начальной энергией 25 кэв обнаружили, что вблизи источника, где средняя энергия нейтронов высока, нужно делать существенную поправку на поглощение в индиевой фольге нейтронов с энергией выше 1,44 эв. Для измерения самых мощных потоков часто применяют бор, однако проблема спекания бора представляет существенную трудность. Иногда используют также элементы с меньшим сечением (кобальт, медь). В реакторах с пучками большой плотности для измерения потоков предлагалось использовать даже висмут с сечением поглощения всего 5 мбарн.

Наконец, укажем, что детекторы, в которых сечения поглощения изменяются по закону $1/v$, позволяют измерять не только поток нейтронов, но также и их плотность. Так, если $q(v)$ — плотность нейтронов со скоростью v , то поток этих нейтронов равен $v q(v)$ и скорость захвата поглотителем с сечением σ равна $\sigma v q(v)$. Таким образом, полная скорость захвата равна $\int \sigma v q(v) dv$. Для поглотителя, сечение которого пропорционально $1/v$, $\sigma v = \sigma_0 v_0$, где σ_0 и v_0 обычно относят к скорости 2200 м/сек, наиболее вероятной для максвелловского распределения при 20° С. Полная скорость поглощения отсюда равна $\sigma_0 v_0 \int q dv$, т. е. пропорциональна плотности нейтронов.

Относительные измерения [81]

Радиоактивный распад. Поскольку относительные измерения проводят главным образом активационными методами, мы начнем с рассмотрения радиоактивного распада в процессе облучения и после него. Предположим, что образующийся при облучении радиоактивный изотоп имеет среднее время жизни τ . Если скорость поглощения нейтронов R_0 , а N — число радиоактивных ядер, имеющихся в образце в момент t , то

$$\frac{dN}{dt} = R_0 - N/\tau. \quad (III. 1)$$

Если облучение началось при $t = 0$ и закончилось при $t = t_0$, то активность (число распадов в секунду) в момент t_0 равна

$$R(t_0) = N(t_0)/\tau = R_0(1 - e^{-t_0/\tau}). \quad (III. 2)$$

так что через промежуток времени t после конца облучения активность будет

$$R(t, t_0) = R_0(1 - e^{-t_0/\tau})e^{-t/\tau}, \quad (III. 3)$$

откуда

$$R_0 = \frac{R(t, t_0)e^{t/\tau}}{(1 - e^{-t_0/\tau})}. \quad (III. 4)$$

Величина R_0 не зависит от времени облучения нейтронами. Ее называют активностью насыщения, так как эта активность — результат облучения в течение бесконечного времени t_0 . Если эта активность регистрируется в счетчике с эффективностью ϵ и полное число отсчетов за время между моментами t_1 и t_2 после конца облучения равно C , то интегрирование (см. п. III. 3) дает

$$R_0 = \frac{C}{\epsilon \tau (1 - e^{-t_1/\tau})(e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau})}. \quad (III. 5)$$

Методы измерения радиоактивности. Относительные измерения плотности тепловых нейтронов можно проводить в графите, воде или других замедлителях с помощью камер, наполненных BF_3 , обладающих высокой эффективностью. В этих измерениях требуется единственная поправка на искажение и ослабление потока (см. далее). Однако чаще всего предпочитают измерения с радиоактивными индикаторами. Обычно индикаторы имеют небольшие размеры, не связаны ни с какой электронной аппаратурой и могут давать информацию об относительной интенсивности нейтронов различных энергетических групп.

Как правило, радиоактивность определяют с помощью счетчиков Гейгера с торцевым окошком, т. е. измеряют β -активность. Метод счета β -излучения этими счетчиками имеет следующие преимущества:

1. Счетчик Гейгера срабатывает от каждой β -частицы, которая обладает достаточной энергией, чтобы проникнуть сквозь окошко, поэтому эффективность его достаточно высока.

2. Счетчик обычно имеет плато характеристики порядка нескольких сотен вольт с наклоном около 0,02% на 1 в. Поэтому он нечувствителен к малым изменениям напряжения питания.

3. Счетчик дает на выходе импульсы напряжения 0,5 в, которые имеют стандартную форму и требуют очень незначительного усиления. Скорость счета нечувствительна к малым изменениям смещения.

Из недостатков отметим следующие.

1. Счетчик Гейгера имеет большое мертвое время (несколько сот микросекунд), что затрудняет счет частиц при потоках больше 100 частиц в 1 сек, причем уже при такой скорости счета следует делать поправки. Поскольку мертвое время счетчика — величина неопределяемая, обычно применяют внешнюю гасящую схему, которая после очередного срабатывания счетчика снижает

напряжение питания на счетчике ниже гейгеровского порога на определенный интервал времени, скажем на 500 мксек. Электрон, проходя через счетчик в течение этого периода, не вызывает разряда. Если, например, скорость счета равна 100 *имп/сек*, а фиксированное мертвое время — 500 мксек, то поправка на мертвое время равна 5%.

2. Если при радиоактивном распаде образуются электроны низкой энергии, число электронов с энергией, достаточной, чтобы выйти из довольно толстой фольги, мало.

У сцинтилляционных счетчиков для регистрации γ -излучения описанные преимущества и недостатки меняются местами: эти счетчики могут работать при больших скоростях счета от толстых радиоактивных фольг, но они имеют меньшую эффективность и более чувствительны к нестабильностям электроной аппаратуры.

При точных измерениях активность всех фольг должна быть определена в одинаковых условиях. Счетчики Гейгера следует периодически контролировать эталонным радиоактивным препаратом, например, Ураном. Для того чтобы изменение расстояния каждой фольги от счетчика в процессе счета не влияло на результаты измерения, его обычно производят с помощью системы двух счетчиков, помещенных в свинцовом дощике (рис. III. 28). Если в такой системе фольга изгибается так, что она становится ближе к одному из счетчиков, она удаляется от

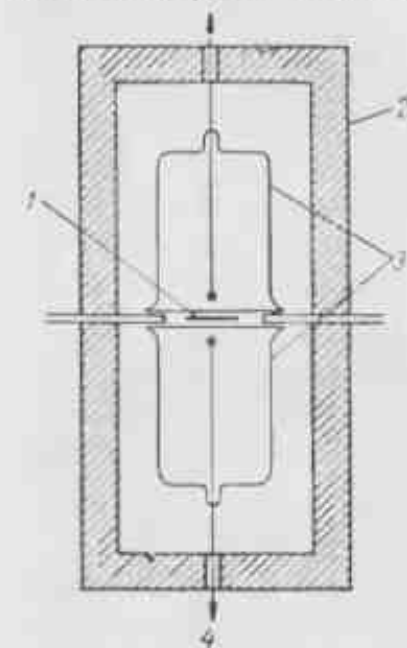


Рис. III. 28. Схема β -счетчика с телесным углом 4π :

1 — радиоактивная фольга; 2 — экранная защита; 3 — тиреодный счетчик Гейгера-Миллера; 4 — система счетчиков.

другого и эффект изменения расстояния от счетчика в первом приближении исчезает.

Далее обсудим различные абсолютные методы измерения потоков тепловых нейтронов, однако стоит уже сейчас перечислить некоторые трудности, которые возникают при попытках измерять абсолютную активность путем регистрации β -частиц. Кроме трудностей в нахождении потока тепловых нейтронов по измеренной активности, имеются еще значительные трудности в определении абсолютной β -активности. В такой системе, как показана, например, на рис. III. 28, нужно вводить поправки на рассеяние электронов в окошке счетчика, в газе и от края диафрагмы. В идеальной геометрии с телесным углом 4π фольгу помещают в центре счетчика, так что регистрируется каждый электрон, испущенный с любой стороны фольги. Однако любой спектр β -лучей имеет максимум при довольно низких энергиях (несколько

десятков кэв), поэтому фольги толщиной порядка 10 *мг/см²*, обычно применяемые для регистрации медленных нейтронов, для таких электронов слишком толсты. Поэтому поправка на поглощение в самой фольге оказывается сравнительно большой и неопределенной.

Некоторые практические детали. Закончим этот раздел кратким описанием конкретного случая. Алюминиевые фольги толщиной 0,38 мм, покрытые с каждой стороны слоем индия толщиной 0,05 мм и защитной алюминиевой фольгой толщиной 0,02 мм, облучались в потоке нейтронов от 50 до 100 *мин*, т. е. в течение одного-двух периодов полураспада In^{116} (54 *мин*). Существенно меньший период времени облучения увеличивает ошибку во временных поправках и снижает наведенную активность. Значительно больший период времени облучения может вызвать заметную активность, обусловленную In^{115} (50 дней). Регистрация наведенной активности начиналась спустя 15 *мин* после конца облучения. За это время распадались активность In^{116} (13 *сек*) и Al^{28} (2,3 *мин*). Активность фольги измерялась в устройстве, подобном показанному на рис. III. 28. На мертвое время счетчика вводилась поправка. Поскольку в эксперименте использовали несколько фольг, то для определения их относительной эффективности фольги помещали в одинаковом положении на вращающийся стол под источник тепловых нейтронов и измеряли наведенную активность.

Если при определении потоков тепловых нейтронов в различных точках замедлителя применяют несколько фольг, необходимо исключить их взаимное влияние друг на друга в пределах точности эксперимента. Для того чтобы возмущения изотропного потока нейтронов в графите были достаточно малы, две фольги должны быть разделены расстоянием, по крайней мере равным одной средней длине рассеяния (порядка 2,5 см). Если поток анизотропен, то может оказаться существенной «тень», отбрасываемая фольгой. Точно также нужно принимать во внимание влияние фольги на распределение нейтронов в окружающей среде. Этот вопрос мы рассмотрим далее.

Абсолютные измерения потока тепловых нейтронов [82—83]

Как мы уже видели, абсолютное измерение интенсивности β -излучения сталкивается с множеством проблем. Метод совпадений [84] позволяет обойти эти трудности. Рассмотрим источник, испускающий N_0 β -частиц и γ -квантов в секунду. Счетчик β -излучения с эффективностью ϵ_β зарегистрирует N_β β -частиц в секунду, γ -детектор с эффективностью ϵ_γ — N_γ γ -квантов. При этом схема совпадений зарегистрирует $N_{\beta,\gamma}$ импульсов совпадений в секунду. Предположим, что угловое распределение γ -излучения изотропно относительно β -излучения (как это имеет место в случае большинства источников) и что оба счетчика расположены под углом 180° к источнику. Тогда

$$N_\beta = N_0 \epsilon_\beta; \quad N_\gamma = N_0 \epsilon_\gamma; \quad N_{\beta,\gamma} = N_0 \epsilon_\beta \epsilon_\gamma.$$

$$N_H = \frac{N_0^2 \epsilon_{\beta} \epsilon_{\gamma}}{N_{\beta} \epsilon_{\beta} \epsilon_{\gamma}} = \frac{N_{\beta} N_{\gamma}}{N_{\beta, \gamma}}$$

т. е. величина N_0 не зависит от эффективности обоих счетчиков. Число случайных совпадений определяется путем введения задержки на пути импульсов одного из счетчиков.

Радиоактивное золото имеет довольно простую схему распада, благодаря чему активация золота часто используется для измерения потока тепловых нейтронов. Другое преимущество золота заключается в том, что сечение поглощения тепловых нейтронов для него измерено с точностью до 1%. В области энергий выше 0,02 эв сечение изменяется не строго по закону $1/v$, и при энергии 4,9 эв наблюдается сильный резонанс. Вклад в активность от этого резонанса можно определить, проведя опыт с экранировкой кадмием. Применение золотой фольги для измерения потока тепловых нейтронов было описано Рэфлом [85], который облучал золотую фольгу в однородном пучке тепловых нейтронов. При этих измерениях необходимо учитывать следующее:

1. Нужно быть уверенным, что активность меняется линейно с изменением площади поверхности.

2. В приведенном элементарном выводе мы предполагали, что значения ϵ_{β} и ϵ_{γ} постоянны для всех частей фольги. Однако для фольги конечной толщины это не так, и нужно ввести поправку $p = (1 + \Delta\epsilon/\epsilon)$, где $\Delta\epsilon/\epsilon$ — среднее значение произведения отклонений чувствительностей β - и γ -счетчиков от их средних значений. Сравнение измеренных и вычисленных значений p в опытах Рэфла дало хорошее согласие.

3. Следует сделать поправку на побочные ветви распада и внутреннюю конверсию, 1,43% переходов происходит с испусканием β -частиц низкой энергии (0,295 Мэв). Коэффициент же внутренней конверсии γ -лучей с энергией 0,411 Мэв равен 4,5%, т. е. 4,5% переходов происходит с испусканием электронов с энергией 0,33 Мэв. Детекторы (Рэфл использовал кристалл NaI для регистрации γ -лучей и кристалл стльбена для регистрации β -частиц) не регистрировали эти вторичные электроны. В экспериментах Рэфла поток нейтронов в пучке из тепловой колонны определялся по активности, наведенной в золотой фольге. При измерении сечения деления активность фольги использовалась для градуировки камеры с параллельными пластинами, на одну из которых электромагнитным способом был нанесен V^{235} .

Другой метод применил Танниклифф [86], который облучал тепловыми нейтронами пропорциональный счетчик, наполненный BF_3 , а затем, зная чувствительный объем счетчика, давление BF_3 и сечение поглощения бора, определил поток. Ни в одном из этих экспериментов не проводилось контрольного определения потока другим методом.

Сравнение обоих методов в опытах по измерению потока тепловых нейтронов в замедлителе было описано Ларсоном [87], де Юреном и Розенвассером [88]. И те, и другие имели дело главным образом с измерением абсолютной интенсивности источников (гл. IV). В данном случае представляют интерес их измерения потоков тепловых нейтронов. Ларсон применил два метода определения потока тепловых нейтронов. В первом из них использовалась уже описанная камера с BF_3 , с помощью которой измерялась плотность тепловых нейтронов. Второй метод основан на при-

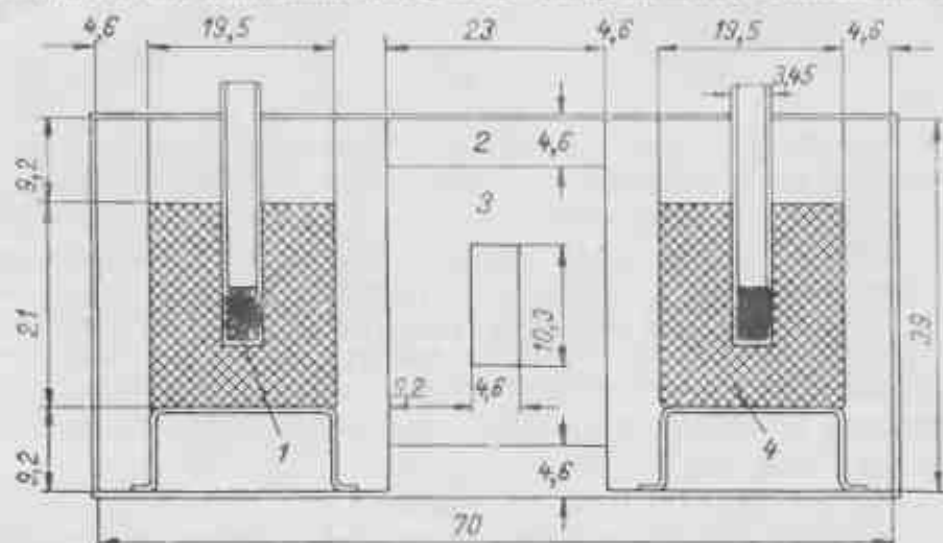


Рис. III. 29. Схема установки Национального бюро стандартов для измерения потока тепловых нейтронов, описанная де Юреном и Розенвассером (все размеры даны в сантиметрах):

1 — источник; 2 — парафин; 3 — углерод; 4 — свинец.

менении золотой фольги. Вклад резонансных нейтронов определялся по кадмиевой разности, а эффекты возмущения и уменьшения потока учитывались по теории Скирма (см. далее). Результаты совпали с точностью до 2%. Следует, правда, отметить, что если взять принятое в последнее время значение сечения рассеяния золота 98,7 барн вместо взятых Ларсоном 95 барн, то расхождение получается уже в 5%.

Аналогичное сравнение сделали де Юрен и Розенвассер, используя устройство, изображенное на рис. III. 29. В качестве замедлителя нейтронов применялся углерод. Поэтому уменьшение потока тепловых нейтронов было сведено до минимума. Этот поток определялся по числу отсчетов ионизационной камеры с алюминиевыми параллельными пластинами, на одну из которых был нанесен тонкий слой бора. Количество бора определялось химическим анализом. Во втором эксперименте измерялась активность золотой фольги, облученной в той же точке. Ее сравнивали с активностью золотой фольги, градуированной в стандартном потоке нейтронов в Ок-Ридже. Результаты этих двух измерений совпадали

в пределах 2%. Расхождение уменьшается до 1%, если использовать принятое в настоящее время значение для сечения поглощения нейтронов в золоте.

Необходимо заметить, что результаты этих двух экспериментов подтверждаются тем, что на таких же измерениях основан один из абсолютных методов определения интенсивности нейтронных источников (см. гл. IV). При измерении же абсолютной интенсивности источников различными независимыми методами получено превосходное согласие.

Для измерения потока тепловых нейтронов можно воспользоваться также абсолютным значением сечения деления в потоке тепловых нейтронов; это сечение определяют непосредственно по числу делений, вызванных известным потоком в известном количестве материала, или вычисляют из результатов косвенных измерений (см. гл. IV). Результаты различных измерений последних лет согласуются в пределах 3%.

Возможны и другие методы абсолютного измерения потока тепловых нейтронов. Например, поперечное сечение поглощения у марганца меняется по закону $1/v$; марганец испускает β -частицы и γ -лучи сравнительно высокой энергии. Поэтому возможны абсолютные измерения либо по схеме совпадений, либо с помощью β -счетчика с телесным углом 4π прокалиброванного очень тонким источником.

Другой метод применил Гримленд [89], который облучал в потоке тепловых нейтронов кристалл NaI. Активность натрия (15 ч) регистрировалась непосредственно после распада йода (25 мин). Скорость счета наносилась на график в зависимости от величины порога дискриминатора. Затем кривая экстраполировалась к нулю. Такая экстраполяция представляет собой один из недостатков метода. Результаты измерений с различными кристаллами согласуются в пределах 5%, что может быть случайным ввиду возможных систематических ошибок.

Искажение и ослабление потока [90—91]

В предыдущих разделах мы не стали останавливаться на обсуждении вопроса, важного в любых измерениях потока тепловых нейтронов, и особенно при измерениях потока в замедлителе. В любом эксперименте лишь идеальный прибор не оказывает влияния на величину, которую он измеряет. При определении потока тепловых нейтронов активационными методами фольга должна быть очень тонкой, что весьма неудобно при обращении с ней. К тому же изучаемые потоки очень редко имеют такую высокую интенсивность, чтобы можно было применять тонкие фольги. Поэтому чаще всего используют фольги толщиной в несколько десятых микрона, т. е. в несколько десятых миллиграмма на квадратный сантиметр. При работе с фольгами таких толщин возникают две трудности, обусловленные тем, что для регистрации ней-

тронов с данной энергией применяют лишь материалы с высоким сечением поглощения. Благодаря такому поглощению поток нейтронов этих энергий ослабляется фольгой. Первая трудность — это искажение потока. Рассмотрим объем замедлителя, в котором имеется изотропный поток нейтронов, разделенный воображаемой плоскостью. Ясно, что спектр нейтронов, проходящих через эту плоскость в одном направлении, такой же, как и для нейтронов, идущих в обратную сторону. Если с одной стороны от плоскости мы поместим поглощающую фольгу, то спектр нейтронов, проходящих эту фольгу, будет сильно отличаться от спектра при отсутствии фольги, т. е. поток в окрестности фольги будет заметным образом искажен. Этот эффект может быть уменьшен различными способами: фольгу можно поместить в центре тонкостенной полости или в водный замедлитель; можно использовать также детектор в виде камеры, содержащей водный раствор вещества, которое становится радиоактивным. Хотя эффект искажения потока при этом уменьшается, его нельзя устранить окончательно. Вторая проблема — ослабление потока. Для фольг указанной толщины ослабление потока в резонансной области, а также в области тепловых нейтронов весьма значительно. Поэтому средний спектр и поток нейтронов, проходящих через фольгу, отличается от спектра и потока нейтронов, падающих на поверхность фольги.

Дать простой и ясный обзор описанных в литературе экспериментов, касающихся искажения спектра нейтронов, довольно трудно отчасти из-за сложности задачи, отчасти из-за существенного расхождения в результатах, полученных в различных статьях. В первую очередь мы приведем здесь результаты вычисления поправок на искажение и ослабление потока в том виде, как они впервые были даны Боте [92]. Он вычислил возмущение от сферического слоя радиуса R' в среде со средней длиной рассеяния λ_s и диффузионной длиной L . Если C — наблюдаемая активность, C_0 — активность, соответствующая невозмущенному потоку, и если $R' \gg \lambda_s$, то

$$\frac{C_0 - C}{C} = \alpha \left(\frac{3}{4} \frac{R'}{\lambda_s} \frac{L}{R' + L} - \frac{1}{2} \right),$$

где α — средняя вероятность того, что нейтрон будет поглощен, пройдя один раз через детектор. Когда $R' \gg \lambda_s$,

$$\frac{C_0 - C}{C} = 0,34 \frac{R'}{\lambda_s} \alpha.$$

Для дискообразной фольги радиуса R , толщиной δ и с коэффициентом поглощения μ средняя вероятность поглощения равна

$$\alpha = 1 - e^{-\mu\delta} (1 - \mu\delta) + \mu^2\delta^2 E_1(-\mu\delta) \approx 2\mu\delta \quad (\mu\delta \ll 1),$$

где

$$E_1(-x) = -\int_1^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt.$$

Этот результат и многие практические вопросы, возникающие при облучении фольг, обсуждались в работах Титтла [93—95]. Он нашел, что его экспериментальные данные хорошо согласуются с вычислениями Боте, если применять для расчета возмущений

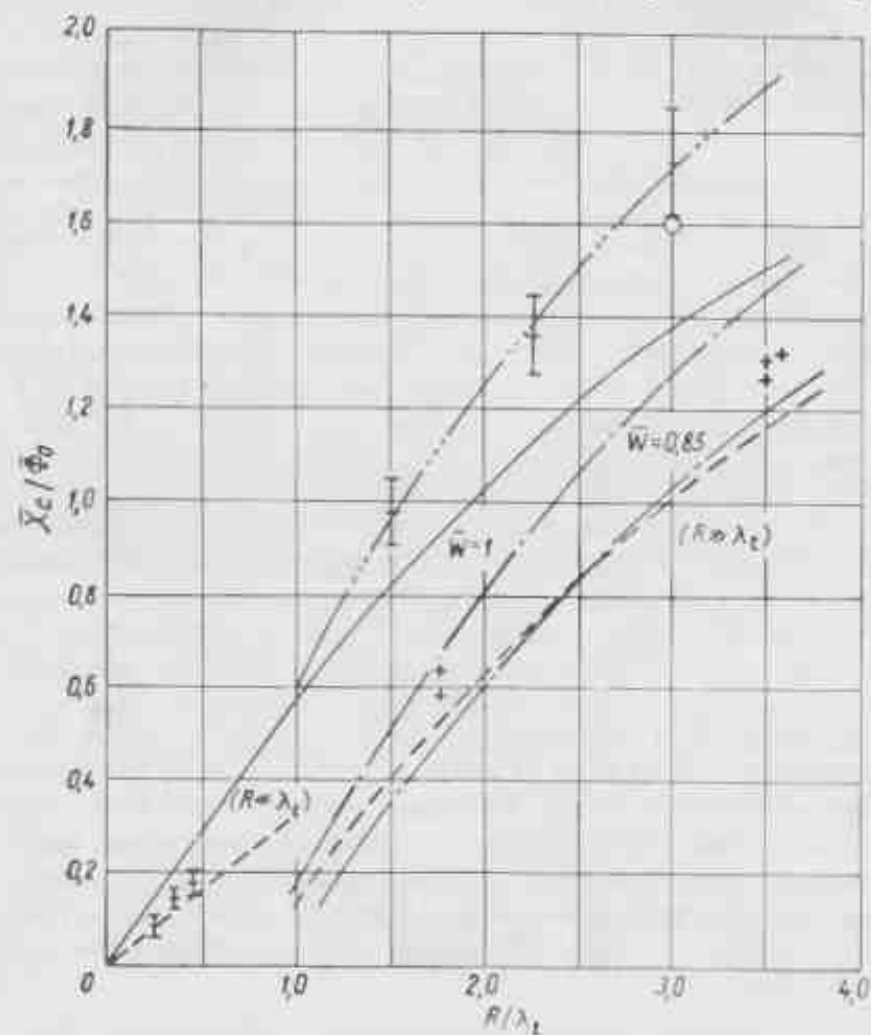


Рис. III. 30. Данные Мейстера о зависимости возмущения $\bar{\chi}_c$ от радиуса фольги R :

экспериментальные точки Мейстера показаны со статистическими ошибками; \circ , $+$ — результаты, полученные Корнвальдсом и Боте; сплошные кривые — теоретические.

от диска радиуса R приведенную выше формулу и использовать не среднюю длину рассеяния в замедлителе, а транспортную длину пробега λ_t . Учет этих результатов показывает, что возмущение потока нейтронов в углероде во много раз меньше, чем в парафине, поскольку длина свободного пробега в углероде гораздо больше, чем в парафине. Этот вывод подтверждается в работе Клема и Ричи, которые изучали изменение активности, вызванной потоком тепловых нейтронов в индиевой и золотой фольгах с изменением их тол-

щины. Их результаты находятся в удовлетворительном соответствии с теориями Боте и Скимми [92, 96]. В статье Томпсона [97—98], однако, указано, что для индиевых фольг, облученных в потоке тепловых нейтронов, эти две теории дают заметно разные результаты. Экспериментальные результаты Томпсона находятся в прекрасном соответствии с теорией Скимми. Эти и другие теории [92], [96], [99—101] обобщил Мейстер [102]. В своем экспериментальном устройстве Мейстер применил Ra- α -Be-источник в парафиновом или графитовом замедлителе и детекторы из индиевой фольги. Эффекты искажения и ослабления потока были разделены путем облучения фольги в довольно большой полости (примерно 20 см \times 20 см \times 35 см) в графитовом замедлителе. Так как фольга была мала по сравнению с полостью, то поток нейтронов, проникающих в фольгу, являлся по существу потоком, выходящим из стенок полости и поглощаемым ими. Поскольку радиус обычно применяемых фольг порядка λ_t , в то время как многие теории развиты для предельных случаев $R \ll \lambda_t$ или $R \gg \lambda_t$, Мейстер рассмотрел изменение $\bar{\chi}_c / \Phi_0$ с R / λ_t . Его результаты показаны на рис. III. 30. Здесь $\bar{\chi}_c$ — возмущение, уже обозначенное как $\frac{C_n - C}{C}$; $\Phi_0 = 0,886 \bar{\Phi}_0 (\mu_0 \delta)$, где $\bar{\Phi}_0$ — вероятность поглощения нейтрона со скоростью 2200 м/сек при однократном прохождении через детектор. Обозначения R и λ_t имеют прежний смысл. Кривые на рис. III. 30 — теоретические. На рисунке видно, насколько расходятся предсказания разных теорий. Самая верхняя кривая является эмпирической, проведенной по экспериментальным точкам Мейстера согласно формуле

$$\bar{\chi}_c = \bar{\Phi}_0 / \mu \delta \left[\frac{3}{4} \frac{L}{\lambda_t} (1 - e^{-R/L}) - 0,06 \right].$$

В последней статье [102] Мейстер развил теорию, объясняющую эту эмпирическую формулу.

III. 6. НЕЙТРОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ В ДОЗИМЕТРИИ [103—119]

Подобно γ -лучам нейтроны представляют собой большую опасность для здоровья людей. Медленные нейтроны захватываются азотом и водородом, которые входят в состав человеческого организма, с испусканием протонов и γ -лучей, вызывающих разрушение тканей. Быстрые нейтроны образуют протоны отдачи, также оказывающие вредное воздействие. Поскольку ионизация, производимая протонами на единице пути, в 10—100 раз выше ионизации, производимой комптоновскими электронами такой же энергии, степень разрушения тканей соответственно выше. Допустимые дозы в настоящее время составляют для медленных нейтронов

$3 \cdot 10^8$ нейтр/см², для быстрых (2 Мэ) — $6 \cdot 10^8$ нейтр/см² в неделю¹.

Принятая единица для измерения тканевой дозы — физический эквивалент рентгена (*дэр*). Она определяется как доза излучения, соответствующая поглощению энергии биологической тканью в 93 эрг/г. Такая единица прямо не применяется на практике. Однако можно измерять ионизацию, вызванную в углеводороде, в котором отношение количества атомов водорода к углероду не сильно отличается от отношения количества атомов водорода

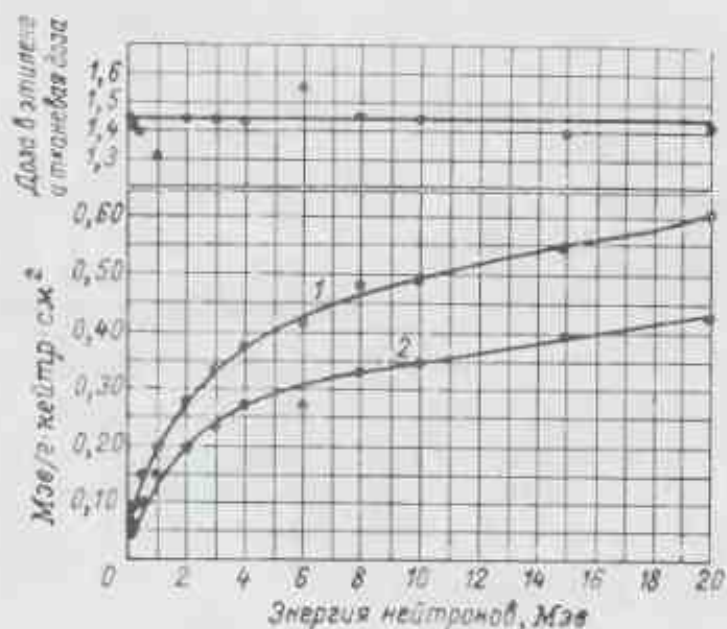


Рис. III. 31. Зависимость дозы однократного рассеяния в тканях и этилене от энергии нейтронов:
1 — этилен; 2 — ткань.

к количеству атомов углерода, азота и кислорода в обычной ткани. Поглощенная энергия в единицах Мэв/г сравнима для этих двух сред. С некоторыми упрощающими предположениями Херст [120] вычислил энергетические потери при однократном рассеянии нейтронов в этилене и сравнил их с потерями в ткани. На рис. III. 31 показано, что эти две величины заметно не отличаются друг от друга, и их отношение примерно постоянно, т. е. не зависит от энергии нейтронов. Однако для полноты картины необходимо учитывать многократное рассеяние. Снайдер [121] показал, что полная доза примерно вдвое больше, чем доза, соответствующая однократному рассеянию.

¹ В настоящее время допустимые дозы для медленных нейтронов 72×10^8 нейтр/см² в неделю, для быстрых $2,6 \cdot 10^8$ нейтр/см² в неделю. См. «Стандартные правила работы с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений», М., Госатомиздат, 1960. — Прим. ред.

Медленные нейтроны. Разрушение ткани при облучении медленными нейтронами обусловлено в первую очередь γ -лучами, испускаемыми при захвате нейтронов. Поэтому недельная допустимая доза медленных нейтронов близка по порядку величины к дозе γ -лучей. Практически это означает, что недельную дозу медленных нейтронов можно легко определить с помощью камеры с BF_3 или камеры с борным покрытием. Как мы уже видели, в фотоэмульсии, пропитанной бором, будет образовываться 100 треков на площади 100 кв. м при облучении дневной допустимой дозой. Таким образом, любой из методов, описанных в этой книге, является вполне удовлетворительным для дозиметрии медленных нейтронов.

Быстрые нейтроны. Проблемы дозиметрии быстрых нейтронов по существу сводятся к проблемам измерения и спектрометрии потоков быстрых нейтронов, обычно осложненных присутствием потоков γ -лучей. Простая качественная оценка дозы быстрых нейтронов может быть сделана с помощью двух камер, одна из которых наполнена водородом или метаном, а другая — аргоном, или пропорциональных счетчиков. Усиление подбирается таким образом, чтобы поток γ -лучей давал одинаковый отсчет в обеих камерах. Если давление газа в камерах выбрать слишком большим, то увеличивается чувствительность к γ -лучам, что уменьшает относительный разностный эффект, обусловленный нейтронизми. С другой стороны, если давление будет слишком низким, то при энергии протонов отдачи, превышающей примерно 3 Мэв, будут сказываться краевые эффекты. Наличие краевых эффектов приводит к заметным ошибкам, так как доза, обусловленная однократным рассеянием, зависит от энергии нейтронов. Поэтому здесь, так же как и при измерении спектров быстрых нейтронов, лучшие результаты получаются при использовании тонких радиаторов. Счетчик такого типа, сконструированный Герстом [120], наполняется этиленом примерно при атмосферном давлении. Стенки его покрыты полиэтиленовой пленкой толщиной 0,4 мк (рис. III. 32). Экранирующие трубки обеспечивают постоянство коэффициента электронного усиления в чувствительном объеме счетчика. Фон γ -лучей и в этом случае затрудняет измерения, но подбором порога счетчика влияние фона можно сделать достаточно малым.

Рассмотрим распределение протонов отдачи по энергиям в лабораторной системе координат как функцию θ , где θ — угол между направлениями движения падающего нейтрона и протона отдачи. Мы видели, что энергия протона, выбитого под углом θ , равна $E \cos^2 \theta$. Предположим, что порог регистрирующей системы соответствует энергии $B = E_n \cos^2 \theta$. Число протонов отдачи, вылетающих в конус θ_1 , равно $N(\theta_1) = \sin^2 \theta_1$. Таким образом, число протонов с энергией меньше B равно $1 - \sin^2 \theta_1 = B/E_n$, их средняя энергия равна $B/2$, а средняя энергия всех протонов отдачи равна $E_n/2$. Поэтому потери энергии в области ниже порога меняются как $(B/E_n)^2$, эти потери малы, если величина B/E_n

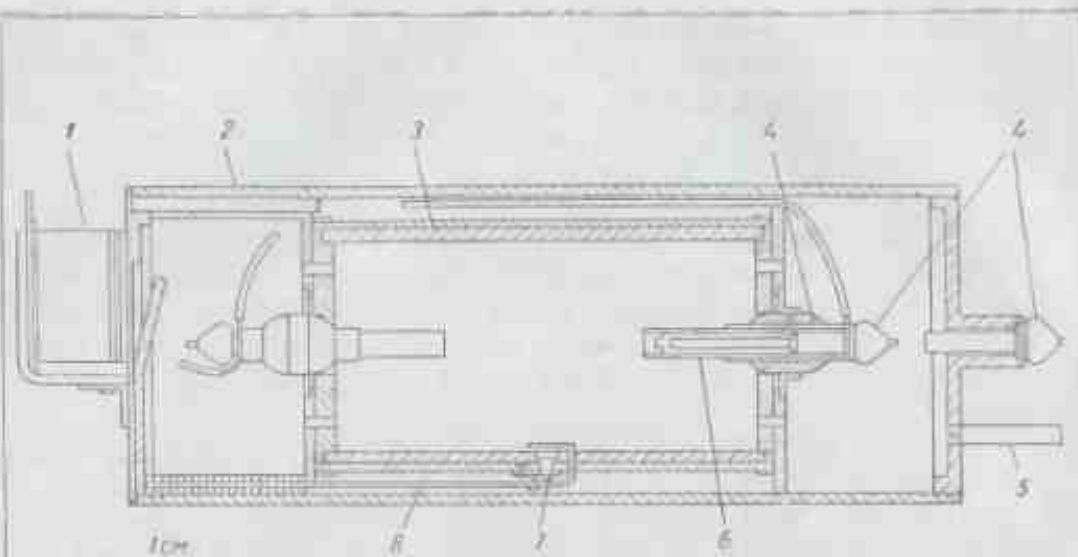


Рис. III.32. Разрез счетчика Герста:

1 — обмотка реле; 2 — бронзовая трубка со стенками толщиной 2 мм; 3 — полиэтиленовая пленка толщиной 4 мм; 4 — коническая нить Струджона; 5 — откачка; 6 — экранирующая трубка; 7 — α -источник; 8 — заслонка α -источника.

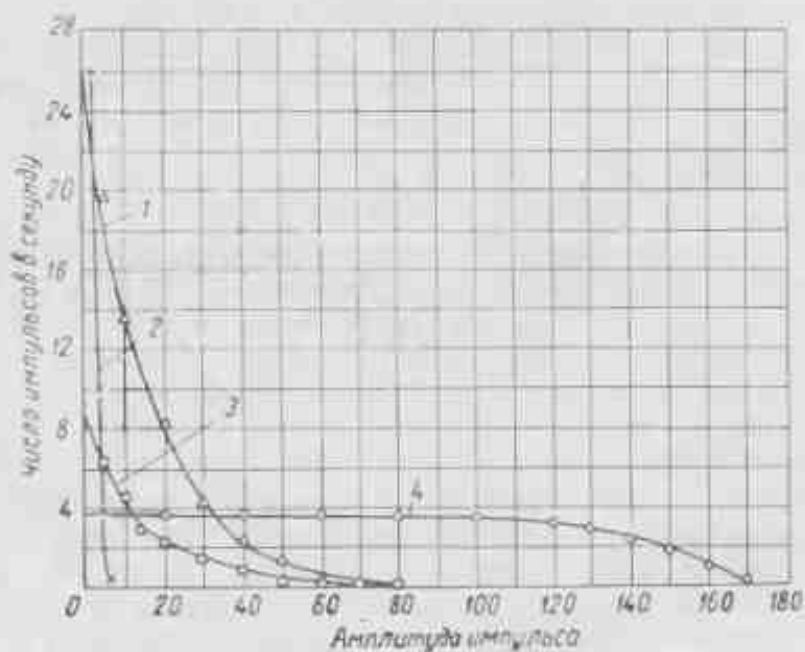


Рис. III.33. Спектры нейтронов от источников Po—Be и Pu—Be (спектр γ -излучения Co⁶⁰ и α -частиц с энергией 5,14 Мэв):

1 — нейтроны Po—Be-источника; 2 — γ -излучение источника Co⁶⁰; 3 — нейтроны Po—Be-источника; 4 — α -частицы источника Pu²³⁹.

сравнительно мала. Например, в том случае, когда максимальная энергия электронов, обусловленных γ -квантами, равна 300 кэв, счетчик регистрирует нейтроны с энергией 1 Мэв с просчетами всего в 10%, если порог установлен так, что электроны не регистрируются.

Полученные Герстом результаты показаны на рис. III.33 в виде интегральных спектров импульсов при облучении счетчика γ -лучами, излучением Po—Be и Po—Be-источников и α -частицами Pu²³⁹. Видно, что вклад γ -лучей незначителен. При помощи кривой для α -частиц можно вычислить поглощение энергии внутри счетчика за секунду. С другой стороны скорость поглощения энергии в счетчике можно оценить зная интенсивность источника нейтронов и кривую для дозы однократного рассеяния в этилене (см. рис. III.31). Оба эти результата согласуются между собой. Однако недостаток этого счетчика заключается в том, что отпаянный вариант давал втрое меньшую величину нейтронного потока.

Этот дефект возникал в результате наличия примесей, способствующих прилипанию электронов.

Чтобы определить эквивалентную тканевую дозу нейтронов, необходимо измерить полный ток, обусловленный всеми протонами отдачи, т. е. определить площадь под кривой распределения импульсов по амплитуде. Простой тип интегратора импульсов был описан Глассом и Герстом [122]. Это обычная пересчетная схема кратностью пересчета 1:2:4:8. Запуск ее осуществляется пятивольтовыми импульсами от дискриминатора в канале «1», десятивольтовыми — в канале «2», двадцативольтовыми — в канале «4» и сорокавольтовыми — в канале «8». Можно показать, что такая система является интегратором импульсов детектора, так что механический счетчик на выходе пересчетного устройства сразу дает интегральную дозу.

Для аналогичных целей Чека [123] использовал методику фотоэмульсии. Если фотоэмульсия служит и радиатором и детектором, то быстрые протоны отдачи выходят из толщи эмульсии и теряются. Однако, если на фотоэмульсию наложена с обеих сторон бумага подходящей толщины, то протоны отдачи, выбиваемые из бумаги, компенсируют этот недостаток, и число треков в фотоэмульсии в широком интервале энергий соответствует дозе однократного рассеяния.

Существует несколько других типов дозиметров, представляющих главным образом варианты схем, о которых мы рассказали в гл. II и III. Так, де Пангер и Роеш [124] дают описание видоизмененного длинного счетчика, который сразу регистрирует приблизительно тканевую дозу. Цилиндрический замедлитель имеет толщину 11 см. С ростом энергии нейтронов увеличивается глубина их проникновения в замедлитель (когда они падают под прямым углом к поверхности цилиндра). Поэтому число зарегистрированных частиц растет с ростом их энергии.

Хэндлозер и Хиггинботем [125] описали работу счетчика Хорншака диаметром 50 мм и толщиной 30 мм, который мог работать в потоке γ -лучей с интенсивностью 4 $\mu\text{ч}$. Из рис. II. 28 (гл. II) видно, что его скорость счета растет с ростом энергии нейтронов, грубо говоря, таким же образом, как и тканевая доза. Эффективность этого счетчика такова, что поток 20 нейтр/см²·сек (прежняя допустимая доза) даст скорость счета 70 имп/мин.

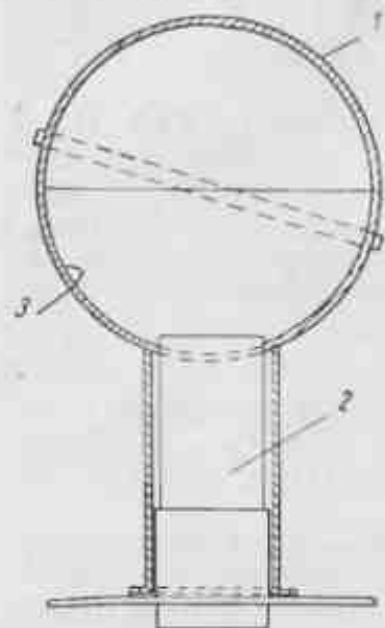


Рис. III. 34. Сферический сцинтиляционный счетчик быстрых нейтронов Томпсона: 1 — полукристалл; 2 — фотоумножитель (RCA8819); 3 — покрытие из ZnS (Ag).

Томпсоном [126] и Скольдебрадом [127] были описаны сцинтиляционные счетчики, пригодные для дозиметрии быстрых нейтронов. Счетчик Томпсона схематически показан на рис. III. 34. Он состоит из двух полусфер диаметром 161 мм, покрытых изнутри слоем ZnS (Ag). Фотоумножитель регистрирует протоны отдачи в ZnS. В счетчике Скольдебранда применено полиэтиленовое покрытие. Слой полиэтилена поллучен плавлением порошка полиэтилена в стеклянной колбе при температуре 130° С. Расплавленная масса, остывая, образовывала гладкую пленку.

ЛИТЕРАТУРА

- Hibdon C. T. Phys. Rev., 108, 414 (1957).
- Gibbons J. H. Phys. Rev., 102, 1574 (1956).
- Langsdorf A. S. Fast Neutron Physics. N. Y., 1960.
- Graves E. R., Davis R. W. Phys. Rev., 97, 1205 (1955).
- Batchelor R. Proc. Phys. Soc., A-69, 214 (1956).
- Barschall H. H., Walt M. M. Phys. Rev., 93, 1062 (1954).
- Willard H. B., Bair J. K., Kington J. D. Phys. Rev., 98, 669 (1955).
- Allen R. C. Paper P/573, Geneva Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy (1955), IV, 62. See also Phys. Rev., 95, 637 (A) (1951).
- Hughes D. J. Pile Neutron Research. Cambridge, Mas., 1953, 123.
- Langsdorf A. S., Hibdon C. T., Holland R. E. Phys. Rev., 85, 595 (1952).
- Bethe H. A. Los Alamos Report LA 1428 (1952).
- Price V. T., Horton C. C., Spinney K. T. Radiation Shielding. London, 1957.
- Rosen L. Paper P/582, Geneva Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy (1955), IV, 97.
- Allen K. W., Livesey D. L. and Wilkinson D. H. Proc. Cambridge Philos. Soc., 46, 339 (1950).
- Barschall H. H. and Bethe H. A. Rev. Scient. Instrum., 18, 147 (1947).
- Barschall H. H. Rev. Mod. Phys., 24, 120 (1952).
- Perry J. E. in Fast Neutron Physics; Ed. Marion J. B. and Fowler J. L. Interscience Publishers, N. Y., 1960.

- Barschall H. H., Rosen L., Taschek R. F. and Williams J. H. Rev. Mod. Phys., 24, 1 (1952).
- Okhuysen P. L., Bennett E. W., Ashe J. B., Millett W. E. Rev. Scient. Instrum., 29, 982 (1958).
- Benveniste J., Mitchell A. C., Schrader C. D., Zenger J. H. U. C. R. L. 5619 (1959).
- Franzen W., Huber P., Schellenberg L. Helv. phys. acta, 28, 328 (1955).
- Allen W. D., Ferguson A. T. G. Proc. Phys. Soc., A-70, 639 (1957).
- Divan B. C. Phys. Rev., 105, 1350 (1957).
- Kinsey B. B., Cohen S. G., Dainly J. Proc. Camb. Phil. Soc., 44, 96 (1948).
- Goasick B. R. Rev. Scient. Instrum., 26, 754 (1955).
- Cochran R. G., Henry K. M. Rev. Scient. Instrum., 26, 757 (1955).
- Bame S. J., Haddad E., Perry J. E., Smith R. K. Rev. Scient. Instrum., 28, 997 (1957); 29, 652 (1958).
- Johnson C. H., Traill C. C. Rev. Scient. Instrum., 27, 468 (1956).
- Allen W. D. Fast Response Detectors, Fast Neutron Physics (1960).
- McTaggart M. H. A. W. R. E. Report NR/AI/59, Aldermaston (1959).
- Hanson A. O., McKibben J. L. Phys. Rev., 72, 673 (1947).
- Perry J. E. Private communication (1958).
- Allen W. D. A. E. R. E. Report NP/R. 1667.
- Bretscher E., French A. P. British declassified report BR-386 (1954).
- Larsson K. E. Arkiv. fys. 9, 293 (1955); Gray L. H. Proc. Camb. Phil. Soc., 40, 72 (1944).
- Cranberg L., Day R. B., Rosen L., Tascher R. F., Walt M. Techniques for Measuring Elastic and Non-elastic Cross Sections, Progr. Nucl. Energy, Series I, 1. London, 1956, p. 107.
- Benenson R. E., Shurman M. B. Rev. Scient. Instrum., 29, 1 (1958).
- Elliot E. A., Hicks D., Beghian L. E., Halban H. Phys. Rev., 94, 144 (1954).
- Segel R. E., Swartz C. D., Owen G. E. Rev. Scient. Instrum., 25, 140 (1954).
- Stelson P. H., Preston W. M. Phys. Rev., 86, 132 (1952).
- Peilow G. J. Rev. Scient. Instrum., 27, 460 (1956).
- Giles R. Rev. Scient. Instrum., 24, 986 (1953).
- Batchelor R., Aves R., Skyrme T. H. R. Rev. Scient. Instrum., 26, 1037 (1955).
- Ribe F. L. Phys. Rev., 106, 767 (1957).
- Worth D. C. Phys. Rev., 78, 378 (1950).
- Nereson N., Darden S. Phys. Rev., 89, 775 (1953).
- Holt J. R., Litherland A. E. Rev. Scient. Instrum., 25, 298 (1954).
- Ribe F. L., Seagrave J. D. Phys. Rev., 94, 934 (1954).
- Mozley R. F., Shoemaker F. C. Rev. Scient. Instrum., 23, 509 (1952).
- Calvert J. M., Jaffe A. A., Maslin E. E. Proc. Phys. Soc., A-68, 1008 (1955).
- Chagnon P. R., Owen G. E., Madansky L. Rev. Scient. Instrum., 26, 1165 (1955).
- Draper J. E. Rev. Scient. Instrum., 25, 558 (1954).
- Beghian L. E., Allen R. A., Calvert J. M., Halban H. Phys. Rev., 86, 1044 (1952).
- Patro A. P. Indian J. Phys., 30, 99 (1956).
- Ferguson A. T. G., Paul E. B. Nucl. Phys., 12, 426 (1959).
- Egelstaff P. A. J. Nucl. Energy, I, 57 (1954).
- Havens W. W., (P/574); Egelstaff P. A. (P/767).
- Wilkin E. R. (P/421); Hughes D. J. (P/576).
- Nicholson K. P., Hall J. W. A. E. R. E. N/M. 76 (1956).
- Bollinger L. M., Thomas G. E., Palmer R. R. Phys. Rev., 91, 452 (1953).

61. Palevsky H., Sjostrand N. G., Hughes D. J. *Phys. Rev.*, **61**, 451 (1953).
62. Egelstaff P. A. *Nucl. Inst.*, **1**, 197 (1957).
63. Green R. E., Bell R. E. *Nucl. Inst.*, **3**, 127 (1958).
64. Chase R. L., Higinbotham W. A. *Rev. Sci. Instrum.*, **28**, 448 (1957).
65. Cranberg L., Levin J. S. *Phys. Rev.*, **100**, 434 (1955).
66. Draper J. E. *Rev. Sci. Instrum.*, **29**, 137 (1958).
67. Garg J. B. *Nucl. Inst.*, **6**, 72 (1959).
68. Grismore R., Parkinson W. C. *Rev. Sci. Instrum.*, **28**, 245 (1957).
69. Lepri F., Mezzetti L., Stoppini G. *Rev. Sci. Instrum.*, **26**, 936 (1955).
70. O'Neill G. K. *Rev. Sci. Instrum.*, **26**, 285 (1955).
- ✓ 71. Nielson G. C., James D. B. *Rev. Sci. Instrum.*, **26**, 1018 (1955).
- ✓ 72. O'Neill G. K. *Phys. Rev.*, **95**, 1235 (1954).
- ✓ 73. Malmfors K. G., Kjellmann J., Nilsson A. *Nucl. Inst.*, **1**, 186 (1957).
- ✓ 74. Bloom S. D., Glasoe G. N., Muehlhause C. O. and Wegner H. F. *Phys. Rev.*, **103**, 720 (1956).
- ✓ 75. Cranberg L., Levin J. S. *Phys. Rev.*, **103**, 343 (1956).
- 76. Weber W., Johnstone C. W., Cranberg L. *Rev. Sci. Instrum.*, **27**, 166 (1956).
- ✓ 77. Cranberg L., Beauchamp R. K. and Levin J. S. *Rev. Sci. Instrum.*, **28**, 89 (1957).
- ✓ 78. Scanlon J. P., Stafford G. H., Thresher J. J., Bowen P. H. *Rev. Sci. Instrum.*, **28**, 749 (1957).
79. Martin D. H. *Nucleonics*, **13/3**, 52 (March 1955).
80. Roberts L. D., Hill J. E., McCammon G. *Phys. Rev.*, **80**, 6 (1950).
81. Began G., Mummery P. W., Salmon A. J., Thompson M. W. A. E. R. E. Report R/R 2602 (decl. 1958).
82. Cohen R. *Ann. phys.*, **7**, 185 (1952).
83. Greenfield M. A., Koontz R. L., Jarrett A. A. and Taylor J. C. *Nucleonics*, **15/3**, 57 (March 1957).
84. Dunworth J. V. *Rev. Sci. Instrum.*, **11**, 167 (1940).
85. Raffle J. F. A. E. R. E. Report R 2998 (1959).
86. Tunnicliffe P. R. Chalk River Report CRGP-458.
87. Larsson K. E. *Arkiv. fys.*, **7/25**, 323 (1953).
88. deJuren J. and Rosenwasser H. J. *Res. Nat. Bur. Standarts*, **52**, 93 (1954) Research Paper 2477.
89. Grimeland B. J. E. N. E. R. Pub-12 (1956).
90. Klemma E. D., Ritchie R. H. *Phys. Rev.*, **87**, 167 (1952).
91. Gallacher T. L. *Nucl. Sci. Engr.*, **3**, 110 (1958).
92. Bothe W. Z. *Phys.*, **120**, 437 (1943).
93. Titile C. W. *Nucleonics*, **8/6**, 5 (June 1951).
94. *Ibid.* *Nucleonics*, **9/1**, 60 (Jan. 1951).
95. *Ibid.* *Phys. Rev.*, **80**, 755 (1950).
96. Skyrme T. H. R. Can. declassified report MS. 91.
97. Thompson M. E. A. E. R. E. RP/R. 1549 (1954).
98. *Ibid.* *J. Nucl. Energy*, **2**, 286 (1955).
99. Corinaldesi E. *Nuovo Cimento*, **3**, 131 (1946).
100. Vigon M. A. and Wirtz K. Z. *Naturforsch.*, **9a**, 286 (1954).
101. Meister H. Z. *Naturforsch.*, **10a**, 669 (1955).
102. *Ibid.* *Z. Naturforsch.*, **11a**, 347 (1956).
103. Moyer B. J. *Nucleonics*, **10/4**, 14 (April 1952). *Ibid.*, **10/5**, 14 (May 1952).
104. Hurst G. S. *Fast Neutron Physics*, Section IVG. N. Y., 1960.
105. Lea D. E. *Action of Radiation on Living Cells*. Cambridge, 1956.
106. Handloser J. S. *Health Physics Instrumentation*. London, 1959.
107. Hurst G. S. Oak Ridge Report O. R. N. L. 589.
108. Hurst G. S., Wagner E. B. *Rev. Sci. Instrum.*, **29**, 153 (1958).
109. Hurst G. S., Ritchie R. H. *Radiology*, **60**, 864 (1953).

110. Karp I. L. *Rev. Sci. Instrum.*, **28**, 902 (1957).
111. O'Brien K., McLaughlin J. E. *Nucleonics*, **15/1**, 64 (Jan. 1957).
112. Perkins J. F. *Rev. Sci. Instrum.*, **26**, 88 (1955).
113. Rossi H. H., Hurst G. S., Mills W. A., Hungerford H. E. Jr. *Nucleonics*, **13/4**, 46 (April 1955).
114. Slater M., Bunyard G. B., Randolph M. L. *Rev. Sci. Instrum.*, **29**, 601 (1958).
115. Snyder G. S. Wash-95 (1952).
116. Snyder W. S., Neufeld J., *Brit. J. Rad.* **28**, 342 (1955).
117. *Ibid.* *Brit. J. Radiol. Supplement*, **6** (1955).
118. *Ibid.* O. R. N. L. 1872 (1955).
119. Tait J. H. *Brit. J. Radiol.*, **23**, 282 (1950).
120. Hurst G. S. *Brit. J. Radiol.*, **27**, 318, 353 (1954).
121. Snyder W. S. *Nucleonics*, **6/2**, 46 (Feb. 1950).
122. Glass F. M., Hurst G. S. *Rev. Sci. Instrum.*, **23**, 67 (1952).
123. Cheka S. *Nucleonics*, **12/6**, 40 (June 1954).
124. De Pangher J., Roesch W. C. *Phys. Rev.*, **100**, 1793 (1955).
125. Handloser J. S., Higinbotham W. A. *Rev. Sci. Instrum.*, **25**, 96 (1954).
126. Thompson B. W. *Nucleonics*, **12/5**, 43 (May 1954).
127. Skjoldebrand R. J. *Nucl. Energy*, **1**, 299 (1955).

ГЛАВА IV

СТАНДАРТНЫЕ ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

В гл. III был рассмотрен ряд методов измерения нейтронных потоков. Эти методы в большинстве случаев не дают достаточно высокой степени точности. При определении абсолютной величины потока нейтронов в подобных измерениях приходится прибегать к помощи нейтронных источников с известной активностью для градуировки измерительной аппаратуры или пользоваться известными величинами нейтронных сечений. Методы градуировки аппаратуры рассматриваются в п. IV. 1 и IV. 2. Эти методы, кроме того, представляют самостоятельный интерес. Эксперименты, в которых для определения интенсивности потока используются реакции с известными нейтронными сечениями, будут рассмотрены в п. IV. 3.

IV. 1. РАДИОАКТИВНЫЕ ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ [1—15]

Идеальных стандартных источников нейтронов не существует. Если бы они существовали, они должны были бы обладать следующими свойствами:

- 1) быть строго воспроизводимыми;
- 2) интенсивность их должна оставаться неизменной в течение длительного времени, скажем, десяти лет;
- 3) иметь незначительный вес; не давать вторичных нейтронов путем каких-либо процессов умножения (как, например, в результате деления под действием тепловых нейтронов); сечение захвата медленных нейтронов в источнике должно быть пренебрежимо мало;
- 4) спектр энергий нейтронов должен быть таков, чтобы источник легко можно было сравнивать с другими источниками. Так, например, для реакторных измерений наиболее подходящий такой источник, у которого спектр подобен спектру деления;
- 5) иметь интенсивность 10^6 — 10^7 нейтр/сек с незначительным выходом γ -лучей;
- 6) иметь малые размеры, позволяющие считать его точечным источником.

Ни один из существующих источников нейтронов не удовлетворяет всем этим требованиям. Однако следует отметить, что этим

условиям почти удовлетворяет один из изотопов кюрия (Cm^{244}). Период полураспада при спонтанном делении меняется с Z^2/A почти равномерно [Свиатецкий, Phys. Rev., 100, 937 (1955)]. Для Cm^{244} величина Z^2/A такова, что 20 мг его при спонтанном делении дают поток нейтронов порядка 10^6 нейтр/сек. Сечение деления Cm^{244} на медленных нейтронах пренебрежимо мало, выход γ -лучей совершенно ничтожен, и полный период полураспада около 20 лет.

Учитывая изложенные требования, рассмотрим теперь различные типы имеющихся в настоящее время источников нейтронов и их недостатки.

Источники нейтронов, использующие α -излучение радиоактивных ядер. Источник Ra— α —Be

Источники этого типа применяются наиболее широко. Раствор или суспензия радиевой соли выпаривается вместе с суспензией порошка бериллия до полного высушивания. Затем ампулу тщательно запаивают [16]. Радий в равновесии со своими дочерними продуктами испускает α -частицы четырех различных энергий. Максимальная энергия α -частиц около 8 Мэв. Вследствие большой проникающей способности α -частиц источник имеет высокий выход нейтронов. При использовании одного кюри радия получается примерно 10^7 нейтр/сек. Спектр этого источника рассматривается в прил. 13 (рис. П. 24). Несмотря на то что этот источник еще популярен и широко используется, он имеет много недостатков. Вследствие образования полония из RaD происходит медленное изменение интенсивности источника. Оно описывается равенством

$$Q = Q_0 [1 + 0,17 (1 - e^{-0,0315t})],$$

где t — время в годах. Существовало предположение, что некоторые источники, кроме того, меняют интенсивность из-за изменения физических свойств порошков. Ra— α —Be-источник имеет высокий выход γ -излучения. Его нейтронный спектр (который еще достаточно хорошо не изучен) имеет пик примерно при 5 Мэв, максимальная энергия нейтронов порядка 13 Мэв. Возможно, имеются также нейтроны низкой энергии (измерение спектра с помощью фотопластинок не позволяет обнаружить нейтроны низкой энергии). Источник нелегко воспроизвести в том смысле, что смешивание данного количества радия и данного количества бериллия не дает строго определенной интенсивности источника.

Вариантом этого источника является Ra—Be—F₂-источник, представляющий собой истинное химическое соединение. Благодаря относительно большому количеству фтора выход нейтронов на 1 кюри Ra меньше, однако это окупается лучшей воспроизводимостью интенсивности по сравнению с Ra— α —Be-источником. Этот источник, однако, не нашел широкого применения.

Po—Be, Pu—Be, Am—Be-источники. Po—Be-источники применяют довольно часто вследствие небольших размеров самого

источника и ничтожно малого выхода γ -излучения. Их можно приготовить как уже описано, или же поместить полоний на очень тонкий серебряный или никелевый диск, зажатый между двумя дисками из бериллия. Основным недостатком такого источника — сравнительно короткий период полураспада (140 дней). Спектр Po— α —Be-источника приведен в прил. 13 (рис. П. 25).

Все более широкое применение находят нейтронные источники с применением трансураниевых элементов. Pu²³⁹ имеет период полураспада 25 000 лет и в сплаве с бериллием дает выход, равный 10⁶ нейтр/сек на кюри, т. е. на 13 г Pu. Уменьшение интенсивности в десять раз по сравнению с Ra— α —Be-источником обусловлено тем, что энергия α -частиц Pu равна лишь 5,35 Мэв вместо 8 Мэв для α -частиц радия. Pu—Be-источник почти не дает γ -излучения. Выход нейтронов от источника обычного размера, однако, относительно низок, и, кроме того, Pu²³⁹ обладает высоким сечением деления на тепловых нейтронах (750 барн). В этом смысле Am²⁴¹—Be-источник лучше Pu—Be-источника (период полураспада 770 лет, сечение деления на тепловых нейтронах 3 барн).

Фотонейтронные источники¹. Сечение образования нейтронов γ -лучами гораздо меньше, чем α -частицами. Поэтому даже значительно большее количество бериллия даст маленький выход нейтронов. Фотонейтронные источники помещаются обычно в центре сферы или цилиндра из бериллия, с высотой и диаметром около 5 см. В источниках такого размера сказывается замедление нейтронов в бериллии и спектр нейтронов становится более мягким. Существует несколько короткоживущих источников:

Na²⁴—Be, $E_n = 950$ кэв; Na²⁴—D₂O, $E_n = 250$ кэв с периодом полураспада 15 ч; Ga⁷²—D₂O, $E_n = 200$ кэв с периодом полураспада 14 ч.

Эти источники дают моноэнергетические спектры нейтронов, что бывает иногда полезно, однако короткое время жизни позволяет их применять лишь в специальных случаях. Широко применяют следующие источники.

Sb—Be источник. Этот источник дает нейтроны с энергией около 25 кэв. Легче и дешевле всего его готовить путем облучения в реакторе. Вследствие низкой начальной энергии нейтронов при помещении Sb—Be-источника в парафиновый блок получают хороший источник тепловых нейтронов. Однако короткий период полураспада (60 дней) не позволяет применять его в качестве стандартного нейтронного источника.

Ra— γ —Be-источник. В этом источнике радий помещают в центре бериллиевой сферы или цилиндра. Свойства этого источника интенсивно изучались в США Национальным бюро стандартов. Источник воспроизводится с точностью до 1%, постоянен во времени, его спектр (прил. 13, рис. П. 26) лежит в удобном интервале энергий (600 кэв). Недостатком его как эталона является высокий

¹ A. Wattenberg, Phys. Rev., 71, 497 (1947).

выход γ -лучей и относительно низкий выход нейтронов (10⁶ нейтр/сек на 1 кюри радия при помещении его в бериллиевой сфере диаметром 4 см, вместо 10⁷ нейтр/сек на 1 кюри радия для Ra— α —Be-источника).

Rd—Th—D₂O-источник. Энергия связи дейтрона равна 2,226 Мэв. Не существует долгоживущих γ -активных изотопов с энергией γ -лучей, превосходящей эту величину. Rd—Th дает дочерний продукт ThC^{*}, испускающий γ -лучи с энергией 2,62 Мэв. Таким образом, начальная энергия нейтронов в этом источнике равна почти 200 кэв. Период полураспада для γ -активности определяется Rd—Th и составляет 1,9 года. По этой причине Rd—Th—D₂O-источник, сходный по размерам с Ra— α —Be-источником, имеет ограниченное применение, хотя во многих других отношениях весьма удобен. Хальбан с сотр. [17] в Оксфорде разработали источник такого типа для специальных целей абсолютной градуировки источников (см. п. IV. 2).

Источники со спонтанным делением

Мы уже упоминали о возможностях использования Cm²⁴⁴ в качестве идеального источника нейтронов. Стандартный источник, дающий спектр деления, очень важен в некоторых экспериментах, связанных с определением констант реактора, так как изучаемые нейтроны возникают при делении. Спектр деления очень мало меняется с энергией возбуждения промежуточных ядер. Поэтому спектр нейтронов при спонтанном делении оказывается примерно одинаков со спектром нейтронов деления при захвате медленных нейтронов делящимся материалом. Pu²⁴⁰ при спонтанном делении дает 1 нейтр/мг·сек. Р. Ричмонд [3] [см. А. Е. Р. Е. Report R/R. 2097 (1957)] разработал источник, в котором используется 187 г Pu с содержанием 8% Pu²⁴⁰. Источник имеет выход нейтронов 2·10⁶ нейтр/сек. Он постоянен (период полураспада Pu²⁴⁰ 6400 лет); γ -излучение ничтожно, однако выход мал, а присутствие Pu²³⁹ при помещении источника в поток тепловых нейтронов приводит к появлению нейтронов от деления Pu²³⁹. Типичный спектр деления (U²³⁵ + n) показан в прил. 13 (рис. П. 27).

IV. 2. ГРАДУИРОВКА ИСТОЧНИКОВ [18—20]

Относительная градуировка источников

Разработано множество методов относительной градуировки источников [21]. Все они в той или иной мере связаны с замедлением нейтронов до тепловых энергий. Мы начнем поэтому с описания процесса замедления. Для замедления применяют два основных замедляющих материала — воду и графит. В воде средний свободный пробег нейтронов с энергией 1 Мэв равен примерно 2,5 см и при каждом соударении с протоном нейтрон теряет в среднем 1/е своей энергии. В интервале энергии 0,1 эв—10 кэв длина

свободного пробега равна 0,6 см, а при тепловых энергиях — лишь 2 мм. Отсюда следует, что даже для источников с очень большой энергией нейтронов, таких, как Ra— α —Be-источник, путь нейтрона до первого соударения относительно мал. После одного или двух соударений распределение скоростей становится изотропным, потери энергии быстрыми (по сравнению с потерями в гра-

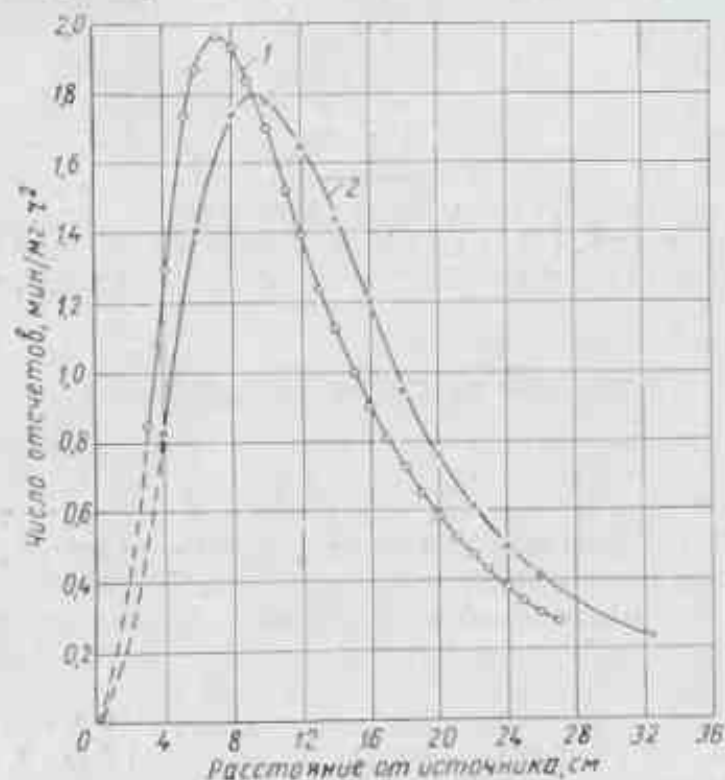


Рис. IV. 1. Распределение медленных нейтронов от Ra— α —Be-источника в воде. По оси ординат отложена активность A точкой индиевой фольги, умноженная на r^2 . Эта величина представляет собой нейтронный поток через сферический слой радиуса r . (На рис. IV. 2 отложена только активность A . Кривая, отмеченная надписью «индиевый резонанс», представляет собой активность фольги, покрытой кадмием):

1 — индиевый резонанс (144 эв) $\cdot 10^{-6}$; 2 — тепловые нейтроны $\cdot 10^{-7}$.

фите) и расстоянии, которое проходит нейтрон, пока он достигнет тепловых энергий, мало. Сечение захвата у водорода равно 0,3 барн, а сечение рассеяния при тепловых энергиях — 50 барн. Таким образом, при тепловых энергиях нейтрон до захвата испытывает около 160 столкновений. При замедлении в графите картина иная. Сечение рассеяния при высоких энергиях весьма постоянно и равно примерно 4 барн. Длина свободного пробега нейтрона с энергией 1 Мэв в графите с плотностью 1,6 г/см³ равна 3 см, причем эта величина почти не меняется в процессе замедления нейтронов. Средние логарифмические потери энергии порядка 1/6, т. е. чтобы снизить энергию нейтрона от 1 Мэв до тепловой, необ-

ходимо около 110 столкновений вместо 20 в воде. Когда нейтроны достигают тепловой энергии, сечение захвата для них равно 4 барн. Следовательно, до захвата нейтрон испытывает примерно 1000 столкновений.

Процесс замедления изображен графически на рис. IV. 1 и IV. 2. Различие в масштабах этих рисунков показывает резкую разницу между замедлением в воде и в графите. Рис. IV. 2, а и IV. 2, б дают различие в замедлении нейтронов от Ra— α —Be-источника (средняя энергия 5 Мэв) и Ra— γ —Be-источника (средняя энергия около 0,6 Мэв). Здесь же показано распределение резонансных нейтронов индия в процессе замедления и тепловых нейтронов. Правая кривая последнего графика относится только к диффузии тепловых нейтронов. Ясно видна разница между диффузионными длинами для тепловых нейтронов в графите и в воде.

На основании сказанного опишем кратко главные методы сравнения интенсивности нейтронных источников.

Определение интегральной плотности тепловых нейтронов в водной среде. Этот метод детально обсуждается далее. Здесь же отметим лишь основные моменты. Бак с раствором $MnSO_4$ представляет собой простой и широко распространенный прибор для сравнения интенсивностей источников нейтронов. Большой бак (объемом примерно 1 м³) наполняют концентрированным раствором $MnSO_4$. Тепловые нейтроны захватываются марганцем, образуя радиоактивный Mn^{56} . Хотя сечение захвата для марганца (14 барн) гораздо больше соответствующей величины для водорода (0,331 барн), соотношение количеств атомов водорода и атомов марганца в концентрированном растворе $MnSO_4$ таково, что атомы марганца захватывают столько же нейтронов, сколько атомы водорода. Источник помещают в центр бака и оставляют его там в течение времени, сравнимого с периодом полураспада Mn^{56} (2,5 ч). Затем источник удаляют, а содержимое бака тщательно перемешивают. Радиоактивность Mn^{56} измеряют также в самом баке с помощью тонкостенного счетчика Гейгера или кристаллического сцинтилляционного счетчика. Если активность марганца невелика и необходимо проводить измерения при низком фоне, из бака можно взять пробу и измерить ее радиоактивность (при условии хорошей защиты от фона) счетчиком Гейгера, специально приспособленным для жидкостей. Для оценки относительной интенсивности нейтронных источников следует сделать поправки на захват быстрых нейтронов кислородом [$O^{16}(n, \alpha)C^{13}$] и серой (n, p и n, α -реакции), на утечку нейтронов из бака и на поглощение тепловых нейтронов источником. Этот вопрос обсуждается далее. Полное число нейтронов, испускаемых источником, можно определить также путем измерения распределения плотности нейтронов в баке. Это распределение измеряют по β -активности, наведенной в золотой фольге, или по скорости счета небольшой ионизационной камеры с BF_3 . Полученное распределение затем интегрируется по всему объему бака.

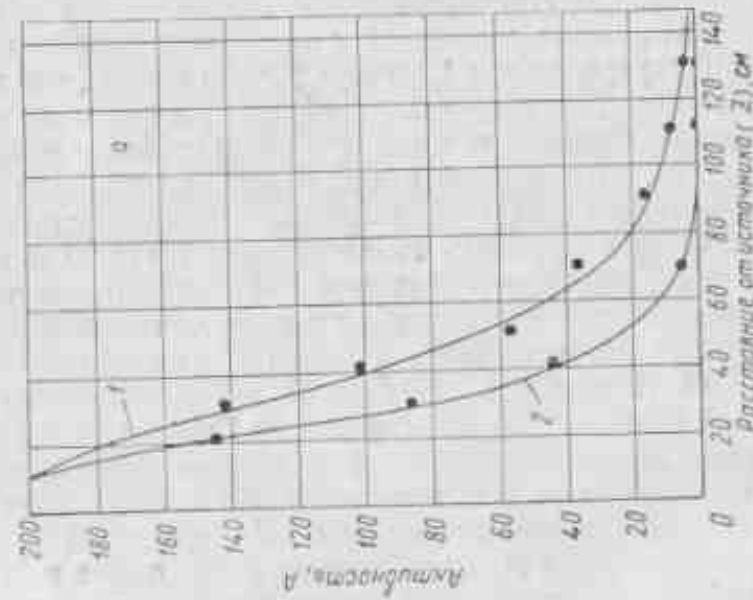
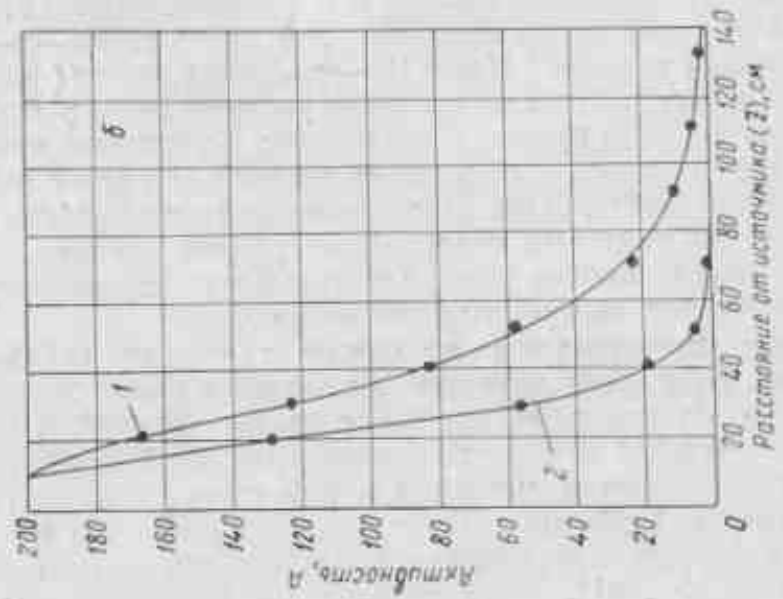


Рис. IV. 2. Зависание в графите нейтронов Ra-α-Be-источника (а) и Ra-γ-Be-источника (б); 1 — тепловые нейтроны; 2 — резонансные.

Метод графитовой призмы. При помещении нейтронного источника в центр большой графитовой призмы (с ребром основания 2 м и высотой 3 м) можно найти точку, в которой плотность тепловых нейтронов, обусловленная их диффузией, довольно высока, в то время как плотность нейтронов с энергией выше тепловой мала. Из рис. IV. 2, а видно, что для Ra-α-Be-источника нейтронов эта точка лежит на расстоянии 85 см. Измерение плотности тепловых нейтронов в этой точке, например, при помощи борной камеры дает относительные интенсивности нейтронных источников с одинаковым спектром. Однако, если один из сравниваемых источников имеет более широкий спектр, то эти измерения не будут достаточно точны. Более точное сравнение проводят, определяя активность индиевой фольги, экранированной кадмием, в различных точках призмы и интегрируя по объему. В этом случае рекомендуется измерять плотность резонансных нейтронов, а не тепловых, из-за возможной диффузии и выхода тепловых нейтронов за пределы блока.

Применение детектора с постоянной чувствительностью. В п. III. 2 описаны свойства длинного счетчика Хансона—МакКиббена, который позволяет быстро сравнивать интенсивности нейтронных источников. Другой детектор с постоянной чувствительностью был разработан Макклином [22] для графита. По периферии графитовой сферы диаметром 1,5 м с источником в центре устанавливалось восемь борных счетчиков. Чувствительность этой системы предварительно определялась по балансу между захватом тепловых нейтронов (для источников нейтронов с низкой энергией) и выходом нейтронов за пределы сферы (для источников нейтронов с высокой энергией). Как показал расчет, чувствительность была постоянной с точностью до $\pm 2\%$ для источников нейтронов с энергией от 10 кэв до 2 Мэв. Детектор с постоянной чувствительностью аналогичного типа был кратко описан Дорофеевым и Добрыниным [23]. Он представляет собой прямоугольную призму с источником в центральной полости и борным счетчиком в такой точке призмы, что чувствительность детектора остается постоянной в пределах 2,5% в интервале от 25 кэв до 5 Мэв.

Абсолютная градуировка источников

За последние пять лет было разработано множество методов измерений абсолютной интенсивности источников [24—26, 33], в основном это работы Литтлера [27], Ричмонда [28] и Ларсона [29]. Как видно из анализа рис. IV. 4, согласие между рядом полностью независимых методов находится в пределах 2,5%. Однако со временем такое согласие, так же как и согласие в значениях сечений, иногда меняется. Это часто является результатом того, что обычно стремятся рассматривать кажущееся согласие между двумя величинами менее критически, чем явное расхождение. Однако при измерении абсолютной интенсивности источников

разнообразие и количество независимых измерений интенсивности источника таковы, что делают маловероятной какую-либо заметную систематическую ошибку. Существует несколько различных методов измерений абсолютной интенсивности источников.

Метод градуировки с помощью тепловых нейтронов. Эти методы тщательно изучались многими авторами. Нейтроны от источника замедлялись до тепловых энергий в водородсодержащем замедлителе. С помощью подходящих детекторов измерялась плотность тепловых нейтронов, которая затем интегрировалась по объему замедлителя. Существует много методов таких измерений, однако для всех них нужно вводить поправки на различные энергии нейтронов от различных источников. Спектры Ra- α -Be, Po- α -Be, Ra- γ -Be-источников и источника со спонтанным делением показаны в приложении 13. Как видно, средняя энергия нейтронов Ra- α -Be- и Po- α -Be-источников гораздо больше, чем у двух других. Первая поправка обусловлена потерями нейтронов в результате захвата кислородом O^{16} (n, α) C^{13} . Эту реакцию изучали многие исследователи при различных значениях энергии нейтронов (от порога при 3,5 Мэв до 5 Мэв). Поскольку сечение этой реакции быстро меняется для нейтронов различных энергий, испускаемых Ra- α -Be-источником, то можно сделать лишь оценку этого эффекта. Однако окончательное значение хорошо согласуется с результатами прямых измерений Тавернье и де Тройера [30]. Они сравнили плотность тепловых нейтронов (от двух источников Ra- α -Be и Ra- γ -Be), проинтегрированную по объему большого бака, наполненного вначале дистиллированной водой, а затем медицинским парафиновым маслом. Поскольку разница в рассеянии нейтронов кислородом (в воде) и углеродом (в масле) пренебрежимо мала, то единственное различие обусловлено захватом быстрых нейтронов кислородом воды. Это различие составляет по их данным 2,5%. Для концентрированного раствора $MnSO_4$ существуют еще дополнительные потери нейтронов порядка 0,6%, обусловленные реакциями (n, p) и (n, α) на сере.

Вторая поправка должна учитывать конечные размеры бака и выход за его пределы значительной части нейтронов большой энергии. Эти потери лучше всего измерять непосредственно при помощи длинного счетчика [18] или бака, помещенного в бак большего размера с последующей оценкой количества нейтронов, прошедших в большой бак [31]. Утечка нейтронов из бака диаметром 75 см составляет 5,5% для Ra- α -Be-источника и 1,1% для источника со спонтанным делением.

Третья поправка обусловлена поглощением тепловых нейтронов в оболочке источника. Для определения этой величины можно использовать индиевую фольгу, с помощью которой измеряется интегральная плотность тепловых нейтронов во всем объеме. Вокруг источника помещают серебряные пластинки различной толщины. Поглощение тепловых нейтронов серебром известно, поэтому экстраполяция измеренного поглощения к нуле-

вой толщине пластинки дает поглощение тепловых нейтронов самим источником. С другой стороны, это поглощение можно свести до минимума, помещая источник внутрь тонкостенной алюминиевой сферы или цилиндра диаметром 5—10 см.

Рассмотрим теперь различные методы определения интенсивности источников, основанные на регистрации тепловых нейтронов.

Метод марганцевой ванны. При замедлении быстрых нейтронов в концентрированном растворе $MnSO_4$ примерно половина нейтронов поглощается марганцем. Для начала предположим, что марганец поглощает все нейтроны. Тогда при достижении насыщения число нейтронов, испущенных источником, равно числу распадов Mn^{56} . После достижения равновесия источник удаляют, дают Mn^{56} полностью распасться и затем добавляют такое количество Mn^{56} , полученного в реакторе, чтобы получить такую же точно измеренную активность. Количество добавленного Mn^{56} можно установить с точностью до 1—2%, взяв аликвотные пробы и определив их активность при помощи β -счетчика с телесным углом 4π . Зная скорость распада, находим число нейтронов, эмитированных источником. Определяем соотношение между числом нейтронов, захваченных марганцем и водородом. Это соотношение можно оценить, зная сечения захвата. С другой стороны, можно менять концентрацию $MnSO_4$ и результат экстраполировать к бесконечной концентрации. Трудность здесь заключается в том, что более низкие концентрации $MnSO_4$ дают низкую скорость счета, поэтому ошибки при экстраполяции становятся значительными.

Определение плотности тепловых нейтронов в водяном баке детекторами из бора или золота. Точность этих измерений в конечном счете зависит от точности отношения сечения поглощения тепловых нейтронов в детекторе и водороде. Пренебрегая вероятностью захвата тепловых нейтронов в детекторе по сравнению с вероятностью захвата их водородом, мы можем сказать, что число нейтронов, излученных источником, равно числу захваченных в водороде, т. е.

$$Q = 4\pi N \int_0^{\infty} \Phi(r) \bar{\sigma}_H \cdot r^2 dr, \quad (IV. 1)$$

где Q — интенсивность источника; $\Phi(r)$ — поток тепловых нейтронов на расстоянии r ; $\bar{\sigma}_H$ — среднее сечение поглощения тепловых нейтронов водородом; N — число атомов водорода в 1 см^3 .

Если детектор содержит N атомов в кубическом сантиметре, имеет объем V и сечение поглощения тепловых нейтронов равно $\bar{\sigma}_a$, то число радиоактивных атомов, образующихся в секунду в потоке $\Phi(r)$, равно

$$R'(r) = N' V \Phi(r) \bar{\sigma}_a'$$

или

$$\Phi(r) = \frac{R'(r)}{N' V \bar{\sigma}_a'}$$

$$Q = \frac{4\pi N \sigma_H}{N' V \sigma_a} \int_0^a R'(r) r^2 dr. \quad (IV. 2)$$

В этом выражении неизвестна величина $R'(r)$, которую можно найти, например, определив $\Phi(r)$. Ряд исследователей [29—30] описали методы абсолютной градуировки нейтронных источников при помощи золотой фольги. Поток нейтронов измерялся в нескольких точках бака путем облучения золотых фольг, радиоактивность которых определялась методом совпадений. Поток нейтронов можно рассчитать по активности фольг, приняв во внимание его искажение и ослабление, о котором мы говорили в п. III. 4. Интенсивность источника определяется затем из равенства (IV. 2). Вызывает сомнение множитель σ_H/σ_{Au} , однако, как мы покажем далее (см. п. IV. 3), эта величина в настоящее время известна с точностью по меньшей мере до 2%.

Вариант этого метода был описан Ларссоном [29]. Вместо чистой воды он взял раствор борной кислоты, а вместо детектора из золота — небольшую ионизационную камеру, наполненную BF_3 . Если концентрация борной кислоты очень велика, то захватом нейтронов водой можно пренебречь, при этом множитель, содержащий сечение захвата из равенства (IV. 2), исчезает. Однако на практике это неосуществимо, так как скорость счета борной камеры была бы тогда очень мала. Кроме того, растворимость борной кислоты в воде мала во всех случаях. Поэтому поглощением в воде пренебрегать нельзя, и мы можем переписать равенство (IV. 2) в виде

$$Q = 4\pi \frac{N_B}{V N_B'} \left(1 + \frac{\sigma_H N_H}{\sigma_B N_B} \right) \int_0^a R'(r) r^2 dr, \quad (IV. 3)$$

где N_B и N_B' — число атомов бора в 1 см^3 соответственно в растворе и в камере; V — активный объем камеры. Отношение σ_B/σ_H было экспериментально определено Ларссоном, измерившим величину

$$S = \int_0^a R'(r) r^2 dr \quad (IV. 4)$$

для чистой воды и для раствора борной кислоты. Таким образом, из двух соотношений типа (IV. 3) можно получить

$$\frac{\sigma_B}{\sigma_H} = \frac{N_H}{N_B} \left(\frac{S_H}{S_H + S_B} - 1 \right). \quad (IV. 5)$$

Полученное Ларссоном значение σ_H/σ_B находится в хорошем соответствии с принятым в настоящее время.

Метод «отрицательного источника». Еще один вариант метода замедления был применен в СССР (Спивак и др. [32]). Ra— α —Be-

источник помещали внутри большой графитовой призмы. Плотность тепловых нейтронов определяли с помощью большого числа борных камер. Затем источник удаляли и центр блока облучали пучком нейтронов, выходящим из тепловой колонны реактора. Далее и центр блока помещали золотую фольгу. Поглощение тепловых нейтронов золотом было эквивалентно наличию в центре призмы «отрицательного источника». Активность золота измеряли методом совпадений. Борные камеры градуировались, таким образом, по влиянию на их скорость счета отрицательного источника известной величины. С помощью этой градуировки определялась интенсивность Ra— α —Be-источника.

Методы градуировки с помощью быстрых нейтронов. Для определения интенсивности источников был разработан ряд методов, не требующих замедления быстрых нейтронов.

Реакция $T(d, n)\alpha$. Мы уже упоминали (п. III. 2) о простоте измерений потока нейтронов, получаемых с помощью этой реакции, путем регистрации выхода α -частиц. Ларссон [29] использовал этот метод в большой серии относительных измерений интенсивности. Вначале он сравнил поток $T(d, n)\alpha$ -источника, определенный по выходу α -частиц, с потоком от того же источника, измеренным с помощью ионизационной камеры, и получил расхождение в 3%. Он также подтвердил прежние результаты для углового распределения нейтронов и получил поправку на нейтроны реакции $D(d, n)$, обусловленной дейтерием, поглощенным мишенью. Затем он взял большой бак высотой и диаметром 2 м и, поместив T, d -источник в его центре, сравнил полный поток нейтронов (определенный борным пропорциональным счетчиком) в воде и в парафиновом масле. Потери нейтронов в воде, обусловленные реакцией $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$ и другими реакциями при энергии нейтронов 14 Мэв, весьма велики, в то время как для углерода таких источников потерь не наблюдается. Ларссон показал, что когда энергия первичного нейтронного пучка порядка 14 Мэв, потери нейтронов в воде составляют более 20%. Наконец, поместив T, d -источник в масло и взяв в качестве детектора борную камеру, он проградуировал Ra—Be-источник. Согласно между результатами этих измерений и двух других с применением борных камер (раствор борной кислоты) и воды (золотые фольги) было в пределах 1%.

Оксфордский источник. Совершенно по-иному к этой проблеме подошел Хальбан с сотр. [27] в Оксфорде. Как было указано в п. IV. 1, при облучении дейтерия γ -лучами от $RdTh$ образуются фотонейтроны с энергией 200 кэв. Если мы знаем интенсивность γ -источника и сечение фоторасщепления, мы можем точно определить интенсивность нейтронного источника. Однако ни одна из этих величин точно не известна, но метод Хальбана и не требует их знания. $RdTh$ -источник помещают в центре тонкостенной алюминиевой сферы радиусом 23 мм (рис. IV. 3) с небольшими электродами. Вначале камеру наполняют газообразным дейтерием.

Происходит реакция



в результате которой каждому фотонейтрону должен соответствовать фотонпротон. Наличие электродов, как в ионизационной камере, позволяет регистрировать число образовавшихся фотопротонов. Затем газ заменяют тяжелой водой, повышающей интенсивность источника нейтронов примерно в 1000 раз. Зная соотношение между количеством атомов дейтерия в газе и в жидкости, можно определить интенсивность источника. Однако нужно еще учесть различные поправки: на выход нейтронов при взаимодействии α -излучения $RdTh$ с примесью кислорода, на поглощение γ -лучей с энергией 2,62 Мэв в D_2O . Общая точность измерений этим методом оценена в 3%.

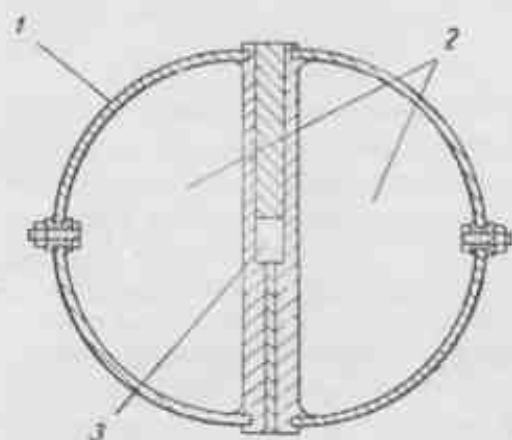


Рис. IV.3. Источник Марини

1—алюминий; 2—тяжелая вода; 3— $RdTh$ -источник.

Вариант этого метода разрабатывается в Харуэлле Соверби и Колвинном. Фотопротоны из дейтерия регистрируются в дейтериевой камере высокого давления, расположенной в графитовом блоке с большим количеством вставленных в него борных счетчиков. Измерение числа совпадений импульсов этой камеры и борных счетчиков позволяет определить эффективность регистрации нейтронов в блоке в функции от энергии последних. Это устройство позволяет непосредственно измерять интенсивность любых источников нейтронов.

Измерения Аллена и Фергюсона [п. III, 2]. Алленом и Фергюсоном проводились измерения потоков быстрых нейтронов иным, уже описанным, методом. Отметим, что данный счетчик был проградуирован для нейтронов с энергией 200 кэв при помощи $RdTh-D_2O$ -оксфордского источника и потока нейтронов от реакции $Li(p, n)$, который градуировался в свою очередь водородным пропорциональным счетчиком. Согласно в результатах измерений было в пределах 1—2%. Подобным же образом интенсивность харуэлльского источника, определенная косвенным методом на основании измерений в баке с раствором $MnSO_4$ и путем измерения пропорциональным счетчиком потока нейтронов с энергией 1 Мэв, согласуется в пределах 3% с последними измерениями Ричмонда в баке с раствором $MnSO_4$.

Измерения по скорости образования гелия. Следующий независимый метод определения интенсивности разрабатывался до-

вольно долго, однако до сих пор он еще не завершен. Рассмотрим реакцию



Если в секунду освободится 10^9 нейтр и облучение продолжится, скажем, в течение 100 дней, то из бериллия будет получено $2 \cdot 10^{11}$ атомов гелия. В настоящее время химики могут выделить этот гелий и легко измерить его количество методами микроанализа. Этот способ очень удобен для определения интенсивности $Ra-\gamma-Be$ -источников, но он до сих пор не дает точности, сравнимой с точностью других методов.

В литературе описано еще несколько методов измерения интенсивности источников, однако мы ограничимся упоминанием лишь тех, которые подверглись сравнениям в различных лабораториях мира.

Сравнительные измерения интенсивности источников [по состоянию на 1958 г.]

Измерения Ричмонда в Харуэлле. Ричмонд [18] определил интенсивность ряда источников по отношению к источнику Pu^{240} со спонтанным делением, применив для этой цели ванну с раствором $MnSO_4$ и методы абсолютной и относительной градуировки. Его результаты приведены в табл. IV. 1.

Более подробно с этим можно ознакомиться в статье Ричмонда, где дано описание метода и обсуждаются результаты сравнения различных источников. Как видно из таблицы, согласие между тремя различными измерениями оксфордского источника нахо-

Таблица IV. 1

Сравнительные характеристики источников нейтронов

Источник	Интенсивность в данный момент, нейтр/сек	Интенсивность источника спонтанного деления Q (нейтр/сек $\cdot 10^4$)	Q/Q (Оксфорд)
Оксфорд ($RdTh - D_2O$) -	(1) $(6,17 \pm 2,5\%) \cdot 10^4$ (Марин и др.)	2,01 ₆	1,000
	(2) $(6,29 \pm 3\%) \cdot 10^4$ (Аллен и Фергюсон)	2,01 ₈	
	(3) $(6,20 \pm 3\%) \cdot 10^4$ (Ричмонд и Гарднер) 25/1/1955	2,03 ₈	
	Среднее значение $(6,18 \pm 1,5\%) \cdot 10^4$	2,02 ₁	

Источник	Интенсивность в данный момент, нейтр/сек	Интенсивность источника стандартного деления Q (нейтр/сек · 10 ⁴)	Q/Q ₀ (Оксфорд)
Национальное бюро стандартов (историчный Ra-γ-Be)	$(1,86 \pm 3\%) \cdot 10^6$ 1955	2,04 ₃	1,011
Базель (БЗ) (Ra-α-Be)	$(1,515 \pm 2,8\%) \cdot 10^6$ апрель 1955	1,98 ₂	0,982
Харузал (Ra-α-Be)	$(9,66 \pm 4,5\%) \cdot 10^6$ март 1951	2,15 ₆	1,009
Лос-Аламос 44 (Ra-α-Be)	$(6,07 \pm 5\%) \cdot 10^6$ август 1944	2,07 ₅	1,027
Аргонская национальная лаборатория 38 (Ra-α-Be)	$(5,5 \pm 7\%) \cdot 10^6$ октябрь 1944	2,14 ₂	1,061
Мичиганский университет (Ra-α-Be)	$(7,87 \pm 2,0\%) \cdot 10^6$ декабрь 1952	2,02 ₄	1,003

дится в пределах 1%, а из семи других источников пять отличаются на 2,5%, а два Ra-α-Be-источника, проградуированные несколькими годами ранее, — на 7%.

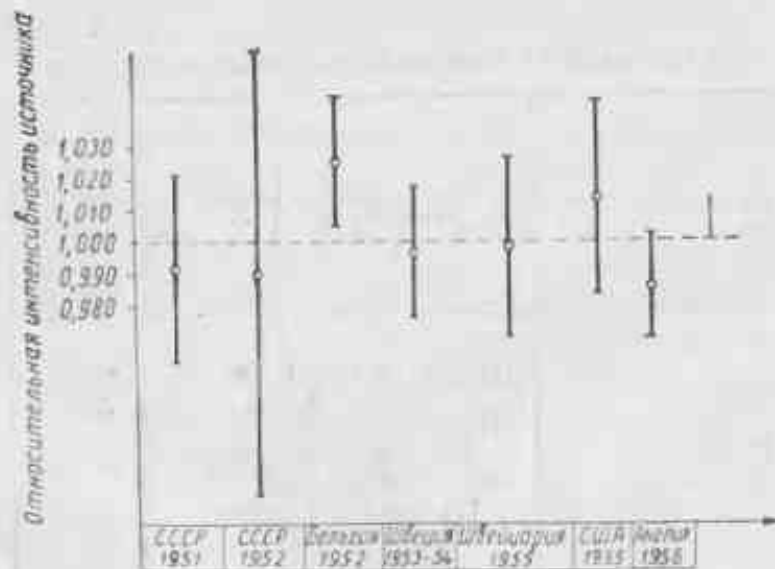


Рис. IV. 4 Результаты сравнения семи источников («международное» среднее значение отмечено тонкой линией справа).

Измерения Ларссона в Швеции. Ларссон [8] сравнил несколько Ra-α-Be-источников, а также стандартный источник Национального бюро стандартов с помощью водяного бака, интегрируя по объему бака показания борного пропорционального счетчика. Результаты представлены на рис. IV. 4.

В заключение отметим, что в настоящее время проделано много независимых измерений различными методами, которые дают согласие в пределах 2,5% и имеют средний квадратичный разброс около 1%. Принимая во внимание количество различных методов, использованных при этих измерениях, можно считать такую точность довольно высокой.

IV. 3. ОСНОВНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ

Точность нейтронных измерений, особенно измерений потоков и сечений по отношению к основному сечению, зависит от точности, с которой известно основное сечение. Поэтому мы кратко рассмотрим методы определения этих сечений и их возможную точность. Большинство стандартных величин со временем асимптотически достигает своего точного значения, и маловероятно, чтобы какие-либо изменения в основных значениях сечений превысили в дальнейшем 2—3%. Важно, однако, заметить, что сечение бора для нейтронов со скоростью 2200 м/сек в течение многих лет после окончания второй мировой войны принималось равным 707 барн. Поэтому данные о сечениях, измеренных относительно этого сечения, подвергаются в настоящее время исправлениям. Аналогично сечение поглощения золота принималось равным 93 барн, следовательно, данные о сечениях, измеренных по отношению к этой величине, также необходимо исправить.

Сечение (n, p)-рассеяния [34—38]

Взаимодействие нейтронов с протонами представляет для ядерной физики основной интерес. Сквайрс [39] дал хорошее описание теоретических представлений об этом процессе. Некоторые физические величины, такие, как энергия связи дейтона, можно очень точно измерить экспериментально и сравнить эти значения с теоретическими. Другие две величины (сечение рассеяния нейтронов на протонах и сечение захвата тепловых нейтронов водородом) мы рассмотрим далее.

Сечение рассеяния нейтронов на протонах. Как уже указывалось в гл. I, измерение сечения рассеяния нейтронов на протонах можно провести весьма простым и прямым методом. Углеродород (обычно строго известного химического состава) и чистый графит — необходимые для опыта вещества. Измеряя ослабление нейтронного пучка в каждом из этих веществ, определяют сечение для углерода и чистого углерода. Сечение рассеяния для водорода получают простым вычитанием. Применяя сильный источник

и эффективный детектор, можно получить в экспериментах такого рода очень высокую точность. В точных экспериментах главной проблемой являются оценка малых поправок и точное определение числа атомов водорода и углерода, участвующих в процессе рассеяния. Результаты приведены в приложении I вместе с полуэмпирической формулой Гаммеля.

Мы также приведем здесь теоретические соображения о сравнении этих измерений с другими результатами. Протон-нейтронное взаимодействие характеризуется четырьмя константами: двумя значениями длины рассеяния (a_1 и a_2) и двумя значениями эффективного радиуса (r_1 и r_2). Все эти величины входят в формулы, описывающие рассеяние нейтронов на протонах, хотя величина сечения нечувствительна к изменению r_2 . С этими константами связаны еще следующие величины:

1) при малых энергиях нейтронов сечение рассеяния нейтронов на протонах определяется только величинами a_1 и a_2 . Это сечение было определено Мелконьяном при энергии нейтронов 20 кэВ с точностью до 0,5%;

2) энергия связи дейтона определяется константами r_1 и a_1 . Эта величина была найдена экспериментально тремя различными методами с точностью до 0,15%;

3) амплитуда когерентного (n, p)-рассеяния была установлена с точностью до 0,5% по измерению угла полного отражения медленных нейтронов от жидкого углеводородного зеркала. Эта величина также зависит от констант a_1 и a_2 .

Константы a_1 , a_2 и r_2 определяются из эксперимента с высокой степенью точности. Зная эти величины и измерив точно сечение рассеяния нейтронов на протонах при одной или двух энергиях нейтронов, можно получить величину r_2 . Она находится в хорошем соответствии со значением, полученным из опытов по определению сечения захвата нейтронов водородом. С помощью этих четырех констант получают теоретическое значение сечения рассеяния нейтронов на протонах. Это значение хорошо согласуется с кривой, проведенной через экспериментальные точки; точность достигает 1%.

Сечение захвата нейтронов водородом $\sigma_{\text{зах}}$. Это сечение, которое мы будем обозначать $\sigma_{\text{зах}}$, представляет для нас интерес, поскольку знание его необходимо для измерений интенсивности источников. Его определили из опытов, в которых было получено отношение сечений захвата тепловых нейтронов бором и водородом. Точность определения $\sigma_{\text{зах}}$ зависит, таким образом, от точности измерений сечения захвата для бора. С другой стороны, величину $\sigma_{\text{зах}}$ можно определить с помощью пульсирующего источника нейтронов, например с помощью реакции $D(d, n)$, измеряя скорость падения интенсивности нейтронов. Поскольку при захвате нейтронов испускаются γ -кванты с энергией 2,226 МэВ, согласно реакции



то скорость падения интенсивности относительно легко точно измерить сцинтилляционным счетчиком. Трудность здесь заключается в том, чтобы точно оценить поправки, например, такие, которые обусловлены диффузией нейтронов и выходом их за пределы установки, когда используется пучок от реактора. Последние измерения были сделаны Мидсом с сотр. [40], в статье которых приводится полное обсуждение экспериментального метода и выведенных поправок. Окончательное значение, полученное Мидсом с сотр., составляет 0,335 барн для нейтронов с энергией 2200 м/сек, что на 1% выше среднего значения, полученного в трех других экспериментах. Величина 0,332 барн, по-видимому, имеет точность 1%.

Другие сечения для тепловых нейтронов [41—44]

Бор. К сожалению, этот наиболее широко применяемый материал сильно меняет свой изотопный состав. Так, при любых сравнительных результатах измерений, полученных в Англии и США, необходимо помнить, что измерения сечения поглощения, проведенные на «реакторном осцилляторе» на берегах Атлантического океана, обнаружили колебания в 1,4% в зависимости от того, из каких запасов был взят образец для опыта. Поэтому нельзя говорить о высокой точности сечения бора для нейтронов со скоростью 2200 м/сек. Однако ошибки, возникающие из-за этого, по всей вероятности, не превышают 1%, самое большее $\pm 2\%$. Однако, кроме этого, за последние несколько лет было отмечено заметное изменение принятого значения сечения бора. Обзор измерений и определений основных нейтронных сечений вплоть до 1955 г. был представлен Харви [45] на Женевской конференции 1955 г. Прежние измерения давали значение 710 барн, которое на 6% отличается от принятой в настоящее время величины (755 барн) для американского бора. Изменение изотопного состава (максимум на 2%) и вклад за счет рассеяния (4 барн) достаточно малы, чтобы объяснить это расхождение, которое, по-видимому, обусловлено ошибкой в определении химического состава. В последние годы были проделаны измерения многими методами. В Аргонне и Брукхейвене измерения ослабления пучка нейтронов были проведены на B_2O_3 , растворенном в D_2O .

Второй независимый метод заключался в определении времени жизни нейтрона в растворах буры. Этот метод идентичен описанному методу определения $\sigma_{\text{зах}}$. Разница заключается лишь в том, что вместо воды здесь применяют растворы борной кислоты различной концентрации. Время жизни в растворе можно тогда записать в виде

$$\tau = A + N_{\text{B}} \cdot \sigma_{\text{B}},$$

где A — некая константа; $v = 2200$ м/сек; N_{B} — число атомов бора в 1 см³ с небольшой поправкой на изменение концентрации протонов в примесях буры. Чтобы найти точное значение $\sigma_{\text{зах}}$,

необходимо знать величину A . Для точного же определения σ_B этого не требуется. Единственное, что нужно, это знать изменение t с N_B . Таким образом, этот метод позволяет получить значительную точность.

Третий ряд измерений ослабления пучка нейтронов был сделан Эгельстафом [46] на растворах B_2O_3 в $NaOD$ и D_2O и на порошкообразной буре. Как и в экспериментах в Аргонне и Брукхейвене, ослабление пучка измерялось в функции от энергии нейтронов, затем определялось значение сечения для нейтронов со скоростью 2200 м/сек. Результаты работы Эгельстафа в сравнении с результатами других исследователей показаны в табл. IV. 2.

Таблица IV. 2

Сравнение результатов измерения сечений для бора и золота по данным Эгельстафа
а — Бор

Автор	Метод	Измеренное сечение, барн	Отношение к данным, полученным в Харуэлле для борной кислоты	Теоретическое значение сечения для борной кислоты
Картер и др. (1953)	Полное поперечное сечение B_2O_3	749 ± 4	$0,986 \pm 0,003$	760 ± 5
Ринго (Хаммерман и др., 1953)	То же	755 ± 3	$0,986 \pm 0,003$	766 ± 4
Фон Дардел и Сибстрап (1954)	Время жизни нейтрона в растворе буре	763 ± 3	$0,983 \pm 0,003$	776 ± 4
Миде и Холли (1956) Эгельстаф (1957)	То же Полное поперечное сечение B_2O_3	761 ± 2	$1,002 \pm 0,002$	760 ± 3 771 ± 5

б — Золото

Автор	Значение сечения поглощения нейтронов со скоростью 2200 м/сек в золоте, барн
Картер и др. (1953) Голд и др. (1955) Эгельстаф (1954)	$98,7 \pm 0,6$ $99,0 \pm 0,2$ $97,0 \pm 0,9$

Измеренное значение сечения составляет 755 барн для американского бора и 766 барн для английского бора, точность измерений 1% .

Золото. Как мы уже отмечали ранее, золото обладает почти всеми свойствами, необходимыми для измерения интенсивности нейтронных стандартных источников. Оно моноизотопно, в его схеме распада преобладает β - γ -переход с удобной энергией и т. д.

Подобно сечению бора, сечение поглощения золота претерпевает изменение со временем: сначала оно имело значение 93 барн, теперь — $98,7$ барн. Причина этого различия заключается в том, что в опытах по ослаблению пучка нейтронов было измерено полное сечение, однако в противоположность случаю с бором рассеянием здесь пренебрегать ни в коем случае нельзя. В прежних оценках на рассеяние в золоте делались слишком большие поправки (11 барн). Это рассеяние нелегко измерить на тепловых нейтронах. Однако его можно оценить из измерений на очень медленных нейтронах. Благодаря большой длине волны нейтрона когерентное рассеяние отсутствует и остаются только другие виды рассеяния, влияние которых мало по сравнению с эффектом захвата. Сечение захвата можно определить зная, что оно меняется со скоростью почти по закону $1/v$ и не зависит от температуры. Сечение для золота не подчиняется строгому закону $1/v$. Для получения точной величины сечения для скорости 2200 м/сек нужно ввести поправку в 1% к значению сечения, измеренного для нейтронов с низкой энергией. Окончательное значение сечения поглощения нейтронов со скоростью 2200 м/сек равно $98,7$ барн и, по-видимому, не отличается от истинного более, чем на 1% .

Уран-235. Сечение деления U^{235} не так часто используют в качестве эталона, как упомянутые выше. Однако важность его очевидна. Существует два метода определения сечения деления U^{235} при 2200 м/сек. Первый основан на косвенных измерениях в реакторах, где получают величину отношения сечения захвата к сечению деления. Поскольку полное сечение (захвата плюс деления, плюс небольшое сечение рассеяния) может быть определено точно, то отсюда находят сечение деления. На Женевской конференции было обнаружено хорошее согласие между результатами, полученными в Англии, США и СССР. Принято значение 585 барн. Другие методы являются более прямыми и служат типичным примером определения числа делений в образце под действием известного потока тепловых нейтронов. Прежние результаты (555 барн и 638 барн) обнаруживают заметные отличия от величины, полученной из косвенных измерений, но даже в самых последних опытах (575 ± 5 барн и 606 ± 6 барн) отличия все еще сохраняются. Таким образом, в качестве среднего значения можно принять 585 барн. При этом ясно, что степень согласия экспериментальных результатов по определению сечения деления U^{235} не так хороша, как в других измерениях, о которых уже говорилось.

В заключение можно сказать, что большинство основных сечений известно в настоящее время с точностью около 1% .

ЛИТЕРАТУРА

1. Anderson H. L., Feld B. T. Rev. Scient. Inst. **18**, 186 (1947).
2. Hanson A. O. In Fast Neutron Physics. N. Y., 1960.
3. Crane W. W. T., Higgins G. H. and Bowman W. R. Phys. Rev. **101**, 1804 (1950).

4. Egler C. and Hughes D. H. U. S. A. E. C. Report ANL 4476 (1950, decl. 1957).
5. Cranberg L., Frye G., Nereson N. and Rosen L. Phys. Rev., **103**, 662 (1956).
6. Hill D. C. Phys. Rev., **87**, 1034 (1952).
7. Watt B. E. Phys. Rev., **87**, 1037 (1952).
8. Hess W. N. Ann. phys., **6**, 115 (1959).
9. Hill D. C. AECD 1545 (1947).
10. Schmidt-Rohr U. Z. Naturforsch., **8a**, 470 (1953).
11. Ader M. Comptes Rendus, **239**, 1290 (1954).
12. Curtis C. D. Report ORO 158 (1956).
13. Elliott J. O., McGarry W. I. and Faust W. R. Phys. Rev., **93**, 1348 (1954).
14. Runnalls O. J. C. and Boucher R. R. Canad. J. Phys., **34**, 949 (1955).
15. Stewart L. Phys. Rev., **98**, 740 (1955).
16. McCallum K. J. Nucleonics, **51**, 11 (Jan. 1949) rum.
17. Marin P. Nucl. Inst., **5**, 1 (1959).
18. Richmond R. and Gardner B. J. A. E. R. E. Report R/R 2097 (1957).
19. Hughes D. J. Nucleonics, **12/12**, 26 (Dec. 1954).
20. Wattenberg A. Standardization of Neutron Measurements, Annual Reviews of Nuclear Science, **3**, 119 (1953).
21. Ludemann C. A., Levesque R. J. A. and Marion J. B. Bull. Amer. Phys. Soc., **11**, 5, 16 (1960).
22. Macklin R. L. Nucl. Inst., **1**, 335 (1957).
23. Dorofeev G. A. and Dobrynin Y. P. J. Nucl. Energy, **5**, 217 (1957).
24. Bezolotsnii V. M. and Zamyatnin Y. S. J. Nucl. Energy, **6**, 237 (1958).
25. Lillie A. B. Phys. Rev., **87**, 716 (1952).
26. Littler D. J. Proc. Phys. Soc., **A-64**, 638 (1951).
27. Littler D. J. A. E. R. E. Report NP/R. 1577 (1954).
28. Richmond R. Progr. Nucl. Energy, Ser., **1**, **11**, London, 1958, 165.
29. Larsson K. E. Arkiv. fys., **7**, 25, 323 (1953).
30. Tavernier G. C. and de Troyer A. Bull. Acad. roy. Belgique, **40**, 150 (1954).
31. Gailloud M. Ann. phys. (13me Serie), **1**, 808 (1956).
32. Erokolimsky B. G., Spivak P. E. J. Nucl. Energy, **6**, 243 (1958).
33. Larsson K. E. J. Nucl. Energy, **6**, 322 (1958).
34. Gammel J. L. Quoted by B. C. Diven in International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, **IV**, Paper P/594, 251 (1955).
35. Fast Neutron Physics, Ed. J. B. Marion and J. L. Fowler, Interscience Publishers, N. Y., 1960.
36. Von Dardel G. and Sjöstrand N. G. Phys. Rev., **96**, 1245 (1954).
37. Hamermesh B., Ringo G. R. and Wexler S. Phys. Rev., **90**, 603 (1953).
38. Harris S. P., Muelhause C. O., Rose D., Schroeder H. P., Thomas G. E. and Wexler S. Phys. Rev., **91**, 125 (1953).
39. Squires G. L. Prog. Nucl. Phys., **2**, L., 1952, 89.
40. Meads R. E., England C. J., Collie C. H., Weeks G. C. Proc. Phys. Soc., **A-69**, 462 (1956).
41. Carter R. S., Palevsky H., Myers V. W. and Hughes D. J. Phys. Rev., **92**, 716 (1953).
42. Green A., Littler D. J., Lockett E. E., Small V. G., Spruway A. H., Bowell E. J. Nucl. En., **1**, 144 (1954).
43. Meads R. E., Collie C. H., Lockett E. E. Proc. Phys. Soc., **A-69**, 464 (1956).
44. Hughes D. J. Progress in Nuclear Energy, Series I, **3**, London, 1958.
45. Harvey J. A. International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, **IV**, Paper P/382, 147 (1955).
46. Egelstaff P. A. J. Nucl. En., **5**, 41 (1957).

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Приводится зависимость сечения (n, p) -рассеяния от энергии. Теоретическое выражение для сечения было дано Гаммелем (см. [34], гл. IV). Эмпирическое выражение для сечения, полученное на основе теории эффективного радиуса, хорошо согласуется с экспериментальными значениями. Это выражение имеет вид

$$\tau_n(E) = \frac{3\pi}{1,206E + (-1,2600 + 0,09415E + 0,0001306E^2)^2} + \frac{\pi}{1,206 + (0,4223 + 0,13E)^2}$$

Значения сечения, вычисленные по этой формуле, для нейтронов в широкой области энергий от тепловой до 42 Мэв хорошо совпадают с экспериментальными, вплоть до третьего знака. Наибольшее расхождение имеет место при энергии 25 Мэв, при которой вычисленное значение составляет 0,381 барн, а экспериментальное — $(0,39 \pm \pm 0,03)$ барн.

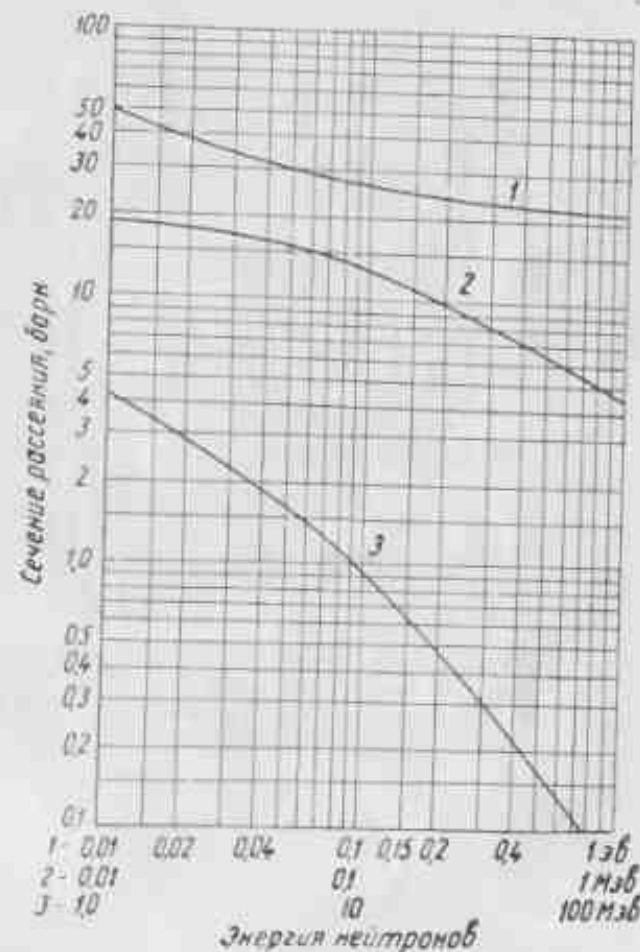


Рис. П. I. Сечение (n, p) -рассеяния нейтронов (Брукхейвенская национальная лаборатория):
 1 — 0,01—1 Мэв; 2 — 0,01—1 Мэв;
 3 — 1,0—100 Мэв.

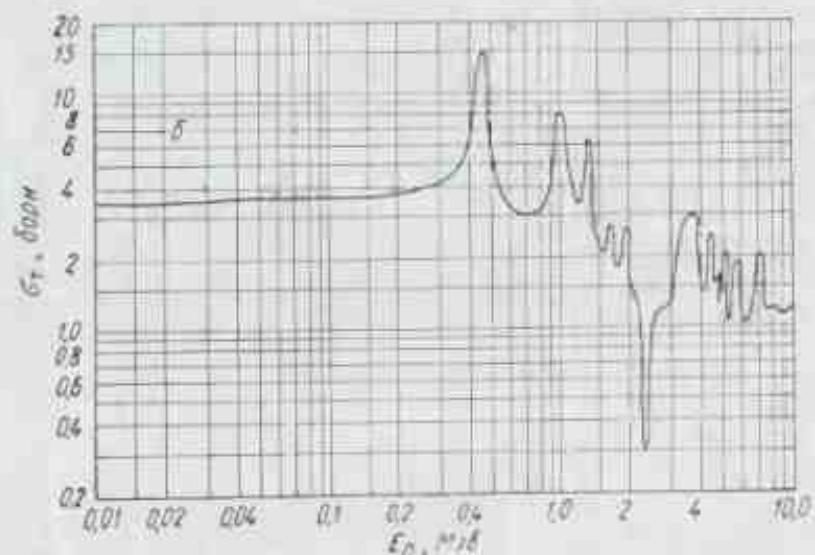
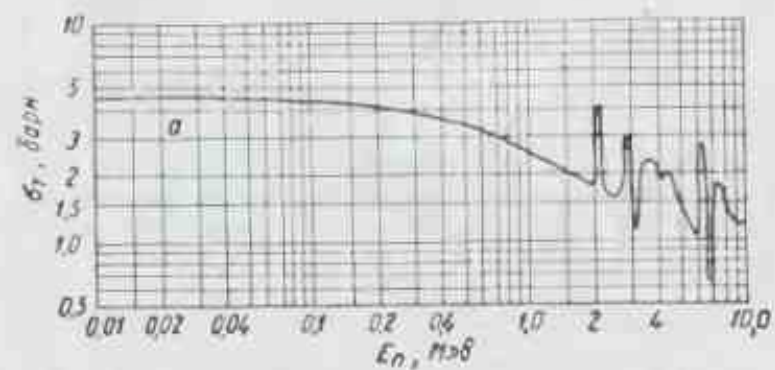


Рис. П. 2. Зависимость полного нейтронного сечения углерода (а) и кислорода (б) от энергии нейтронов (Бруксдейвенская национальная лаборатория). Значение для тепловых нейтронов составляет 4,8 барн (а) и 4,2 барн (б).

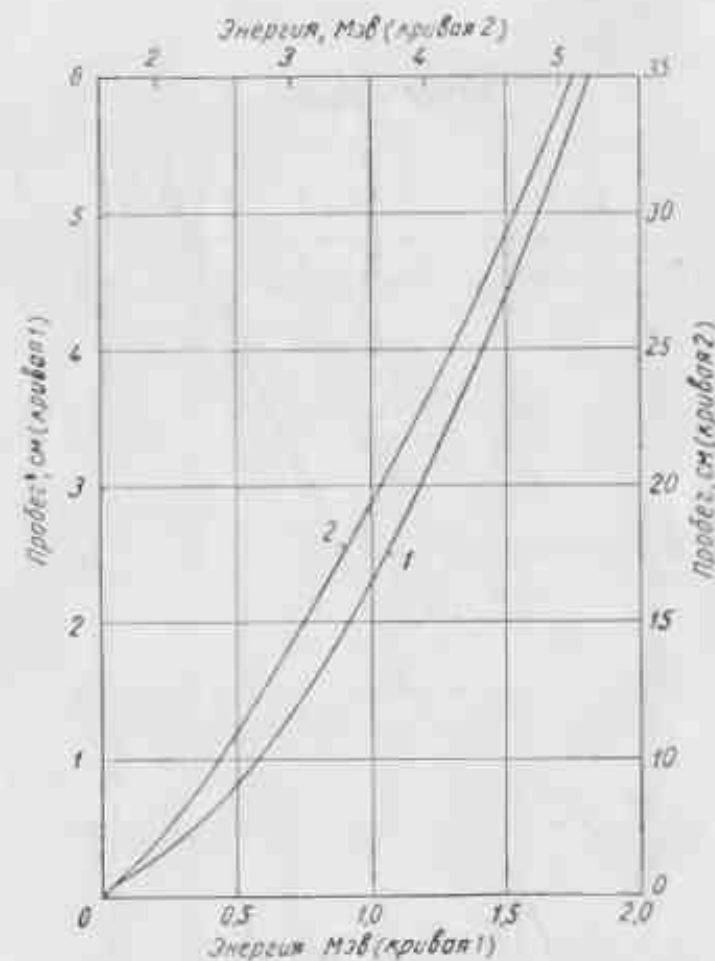


Рис. П. 3. Зависимость пробега протонов в воздухе от энергии при 15° С, 760 мм рт. ст. (см. [39—47] в гл. 1).

Пробег протонов и α -частиц в воздухе (Боте и Анкин, «Экспериментальная ядерная физика», Под ред. Сегре, М., Изд-во иностр. лит., I, 1955).

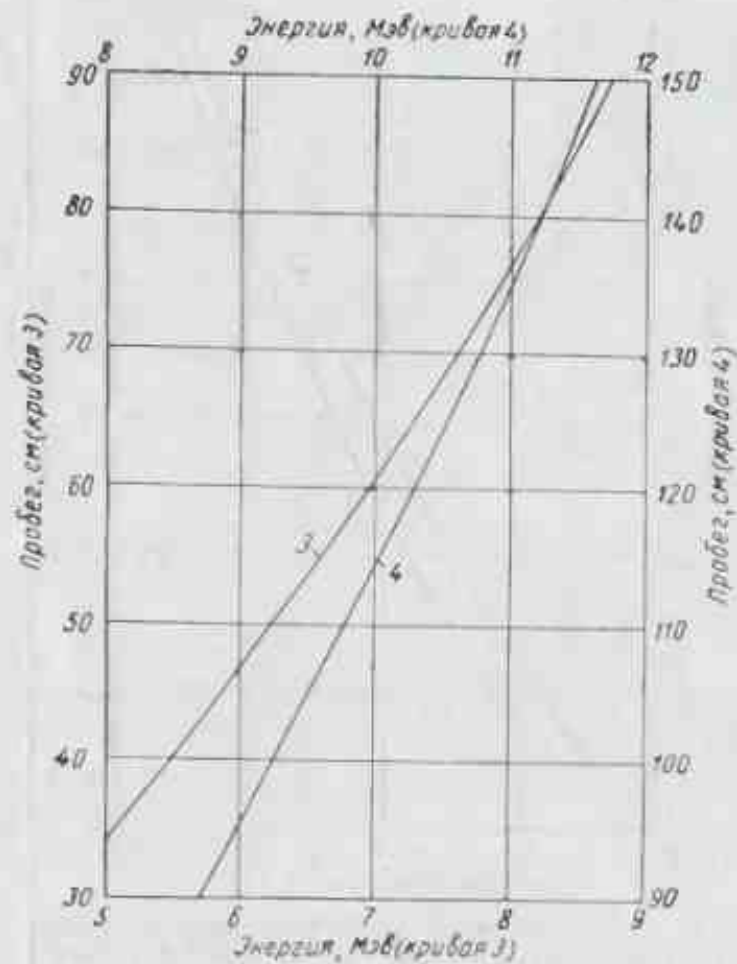


Рис. П. 4. Зависимость пробега протонов в воздухе от энергии при 15°C , 760 мм рт. ст. (см. [39—47] в гл. I).

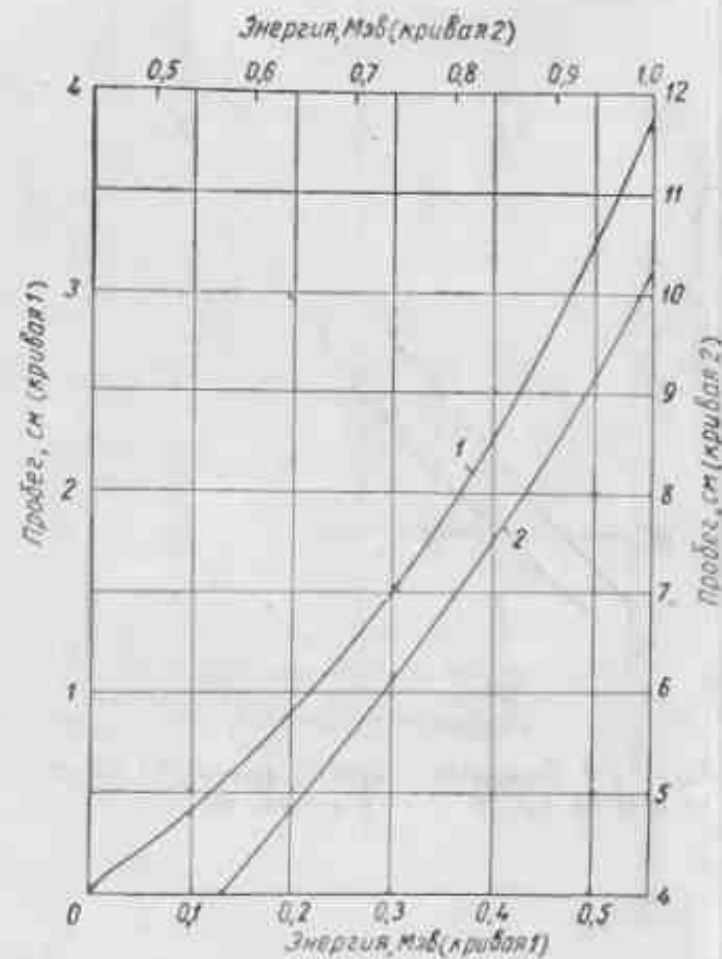


Рис. П. 5. Зависимость пробега α -частиц в воздухе от энергии при 15°C , 760 мм рт. ст. (см. [39—47] в гл. I).

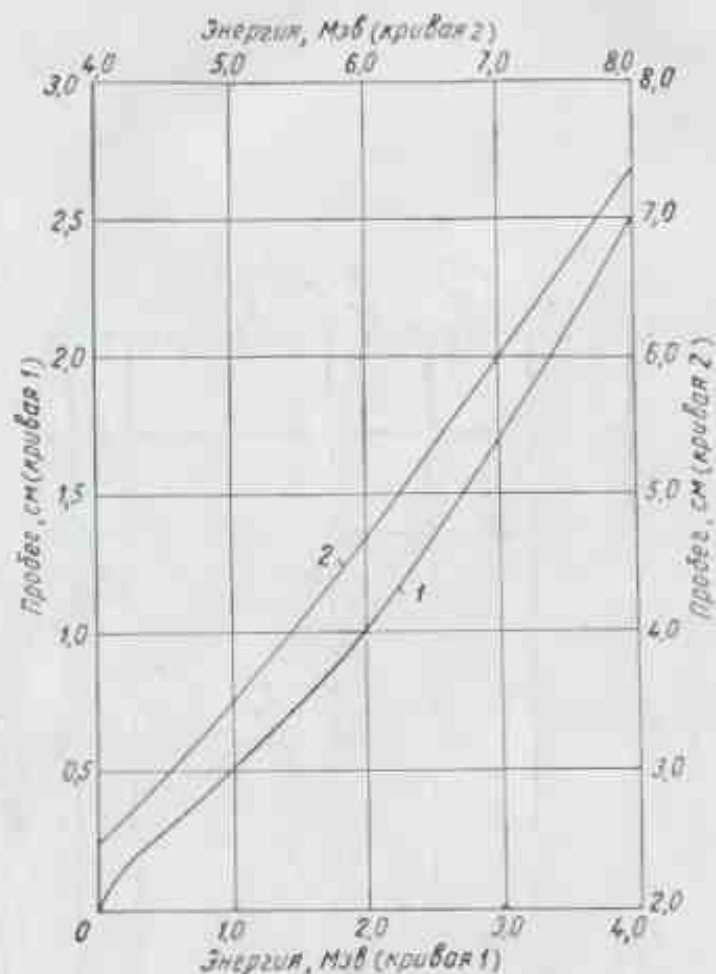


Рис. П. 6. Зависимость пробега протонов в водороде от энергии при 15° С и 760 мм рт. ст. (см. [39—47] в гл. I).

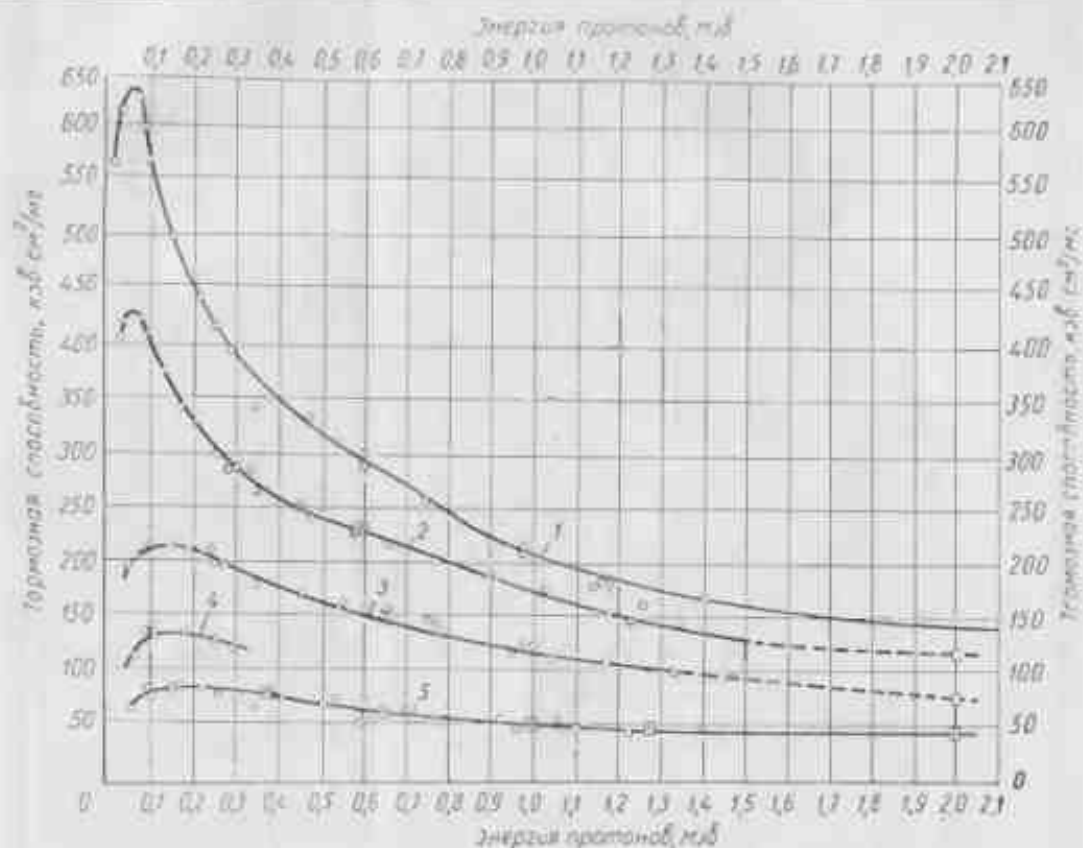


Рис. П. 7. Тормозная способность металлов по отношению к протонам: 1 — висмут; 2 — алюминий; 3 — свинец; 4 — серебро; 5 — золото; ○ — Каан, Варшаву, Хааз, Мадсен, Венкатесварлуг; + — в напыленных фольгах; □ — экстраполяции по кривым Каан—Варшаву с использованием относительных данных Мадсена; ⊞ — для коммерческого золота.

ПРИЛОЖЕНИЕ 5

В этом приложении приведена зависимость dE/dx от E_p в различных веществах, взятая из работы Аллисона и Варшаву (см. [16], гл. I), причем $\frac{dE}{dx}$ и E даны в кмэ, а x в $мг/см^2$. Пробег с энергией E в любом веществе выражается следующим образом:

$$R = \int_0^E \frac{dx}{dE} dE \text{ мг/см}^2.$$

Его можно найти численным интегрированием. Следует заметить, что слой воздуха толщиной в 1 см соответствует 1,3 $мг/см^2$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 6

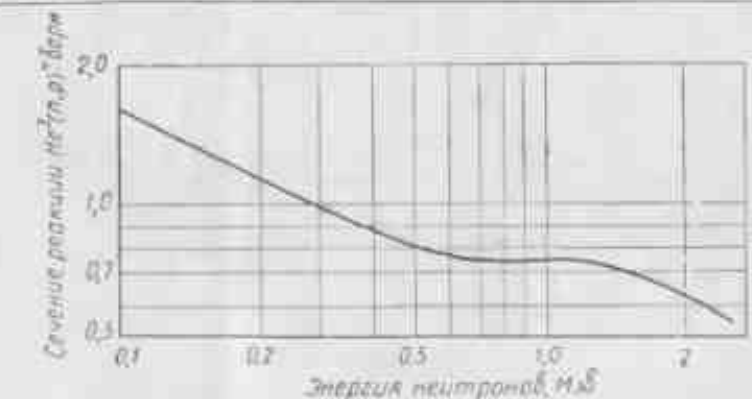


Рис. П. 8. Зависимость сечения реакции $He^3(n,p)$ от энергии нейтронов в области от 0,1—3 МэВ.

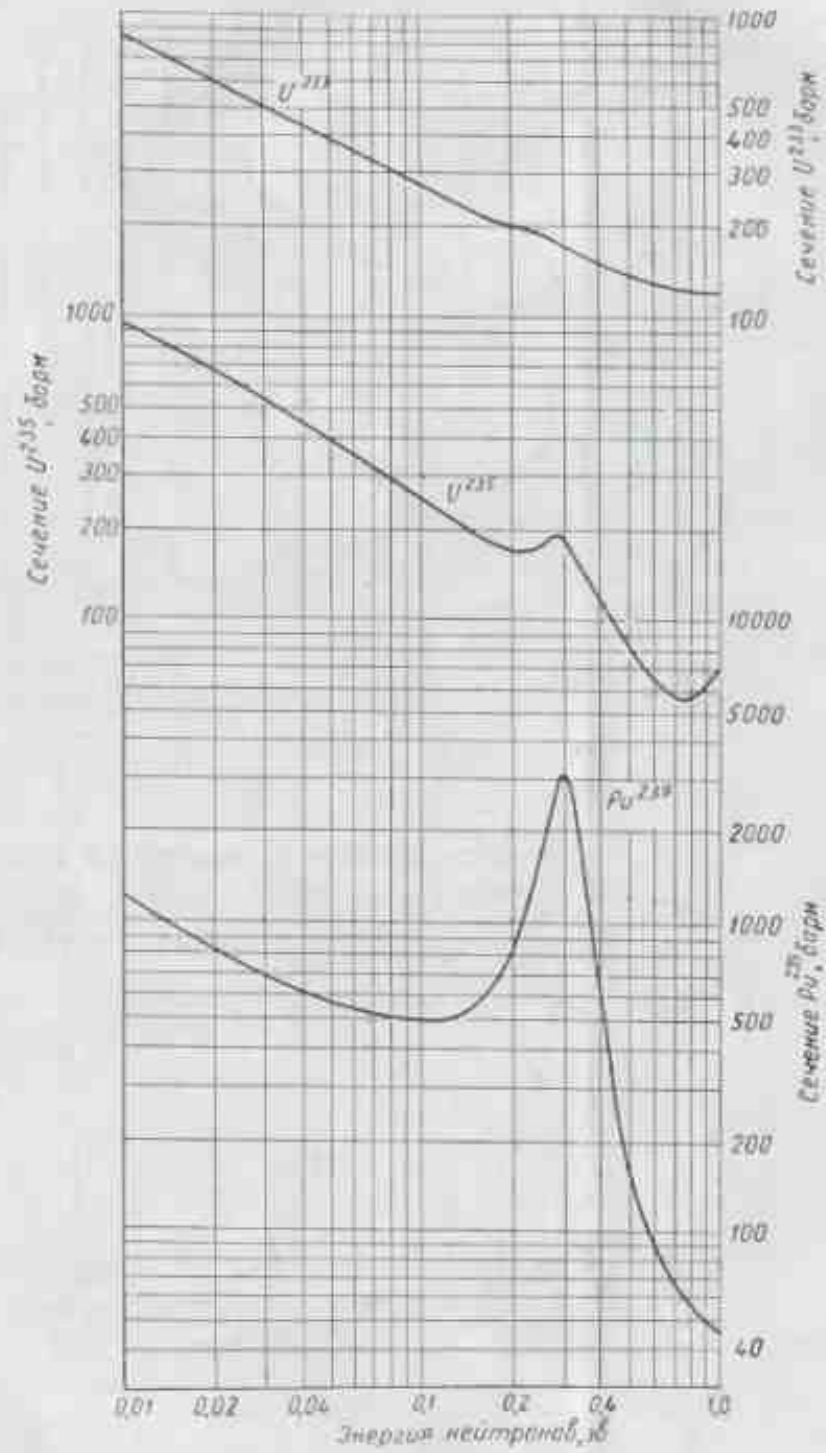


Рис. П. 9. Зависимость сечения деления U^{235} , U^{238} и Pu^{239} от энергии нейтронов в области от 0,1 до 1 эв.

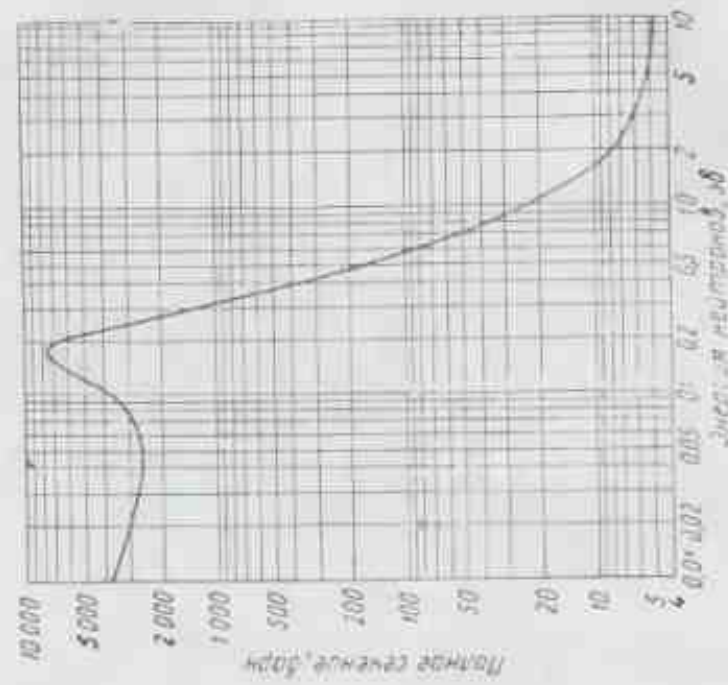


Рис. П. 11. Зависимость полного нейтронного сечения клады от энергии нейтронов в тепловой области.

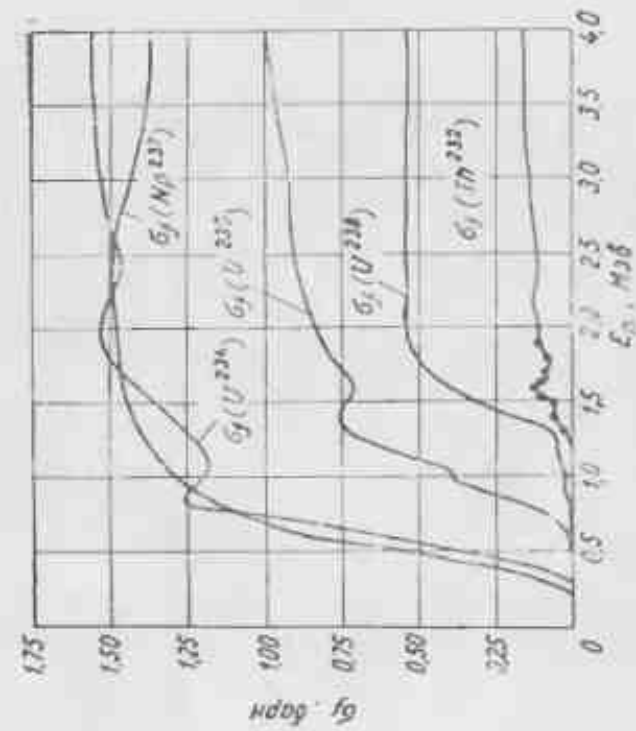


Рис. П. 10. Зависимость сечения деления Th^{232} , U^{234} , U^{235} и U^{238} от энергии нейтронов в области энергии от 0 до 4 Мэв (W. D. Allen and R. L. Henkel «Prog. Nucl. Energy», Ser. 1, 11 (1957)).

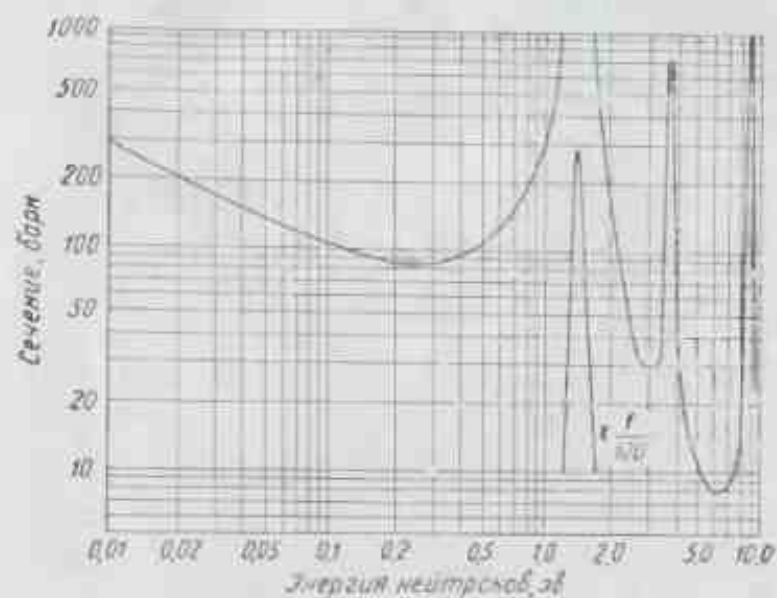


Рис. П. 12. Зависимость полного нейтронного сечения индия от энергии нейтрона в тепловой области.

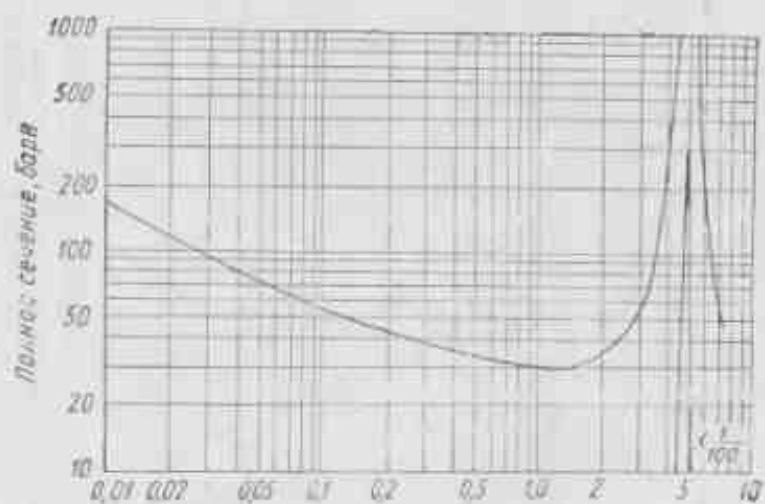


Рис. П. 13. Зависимость полного нейтронного сечения золота от энергии нейтрона в тепловой области (Бруксгейвская национальная лаборатория 325).

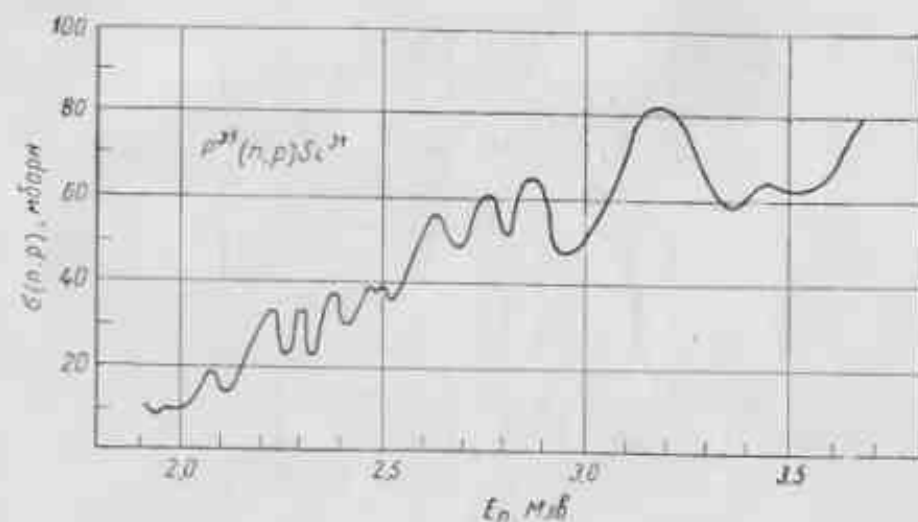


Рис. П. 14. Зависимость сечения реакции P (n, p) от энергии нейтронов (Бруксгейвская национальная лаборатория 325).

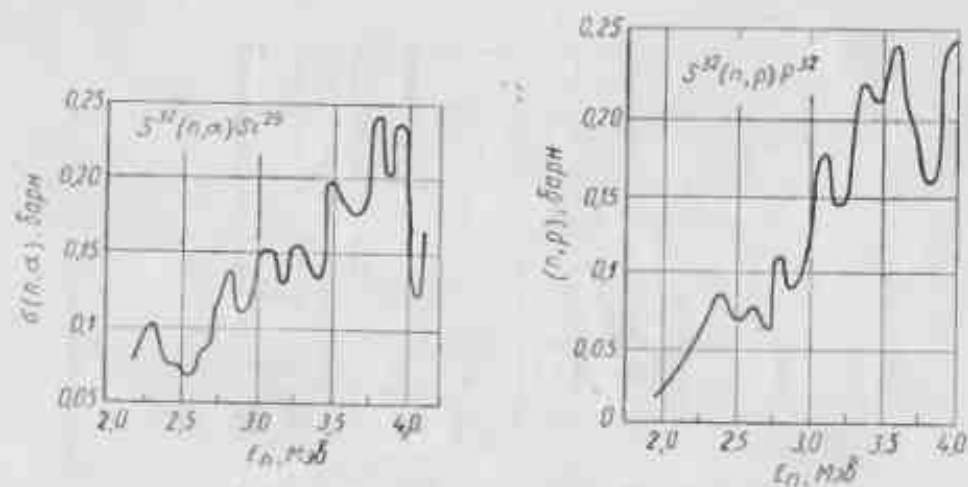


Рис. П. 15. Зависимость сечения реакций S (n, p) и S (n, α) от энергии нейтронов (Бруксгейвская национальная лаборатория 325).

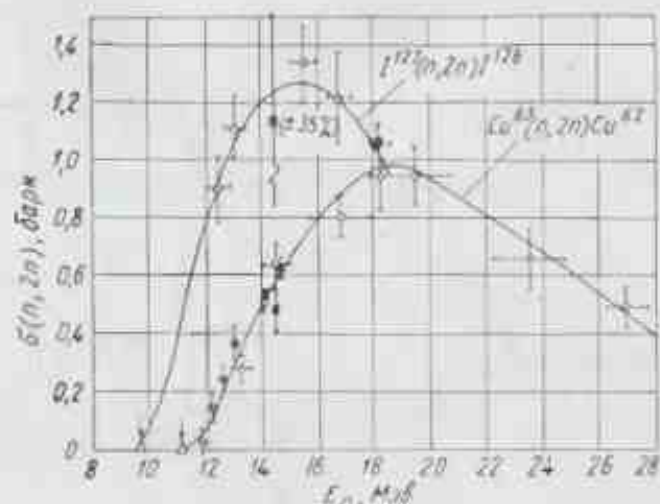


Рис. П. 16. Зависимость сечения реакций $^{127}(n, 2n)^{126}$, ^{65}Zn и $^{63}(n, 2n)^{62}$ от энергии нейтронов (см. [51] в гл. 1).

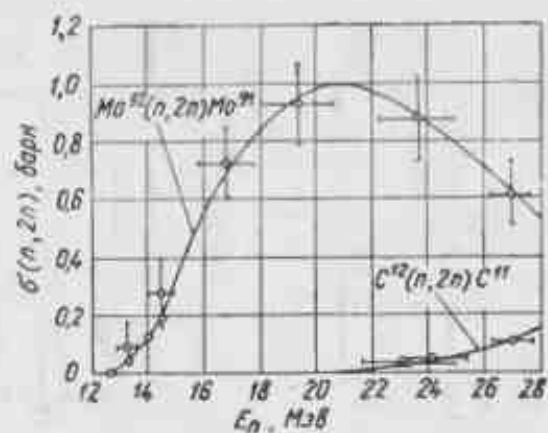


Рис. П. 17. Зависимость сечения реакций $\text{Mo}^{92}(n, 2n)\text{Mo}^{91}$ и $\text{C}^{12}(n, 2n)\text{C}^{11}$ от энергии нейтронов.

Зависимость скорости дрейфа электронов в различных газах (см/мксек) от величины X/p , (в см-мм рт. ст.) (см. п. П. 1, гл. П).

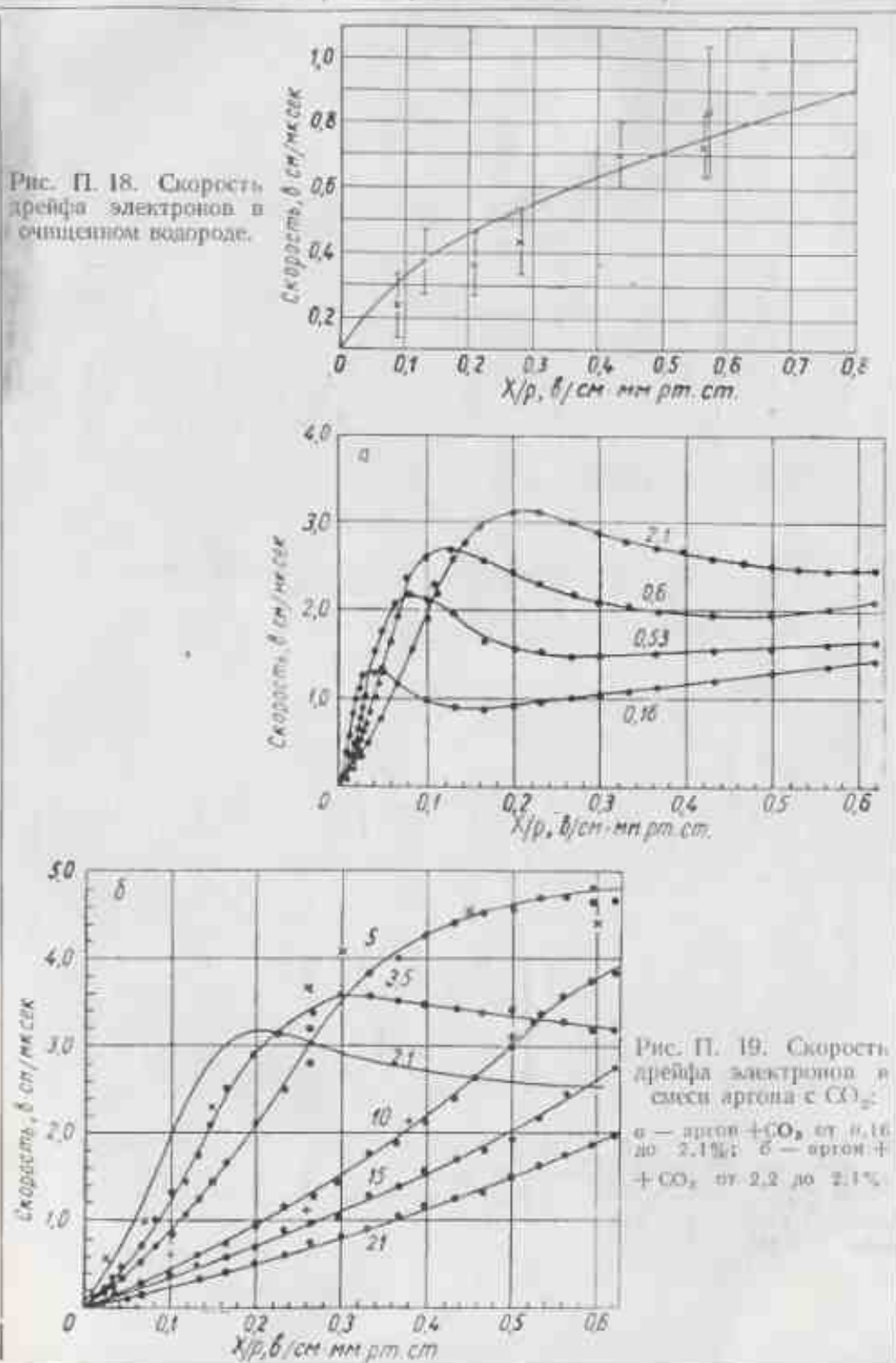


Рис. П. 18. Скорость дрейфа электронов в очищенном водороде.

Рис. П. 19. Скорость дрейфа электронов в смеси аргона с CO_2 : а — аргон + CO_2 от 0,16 до 2,1%; б — аргон + CO_2 от 2,2 до 2,1%.

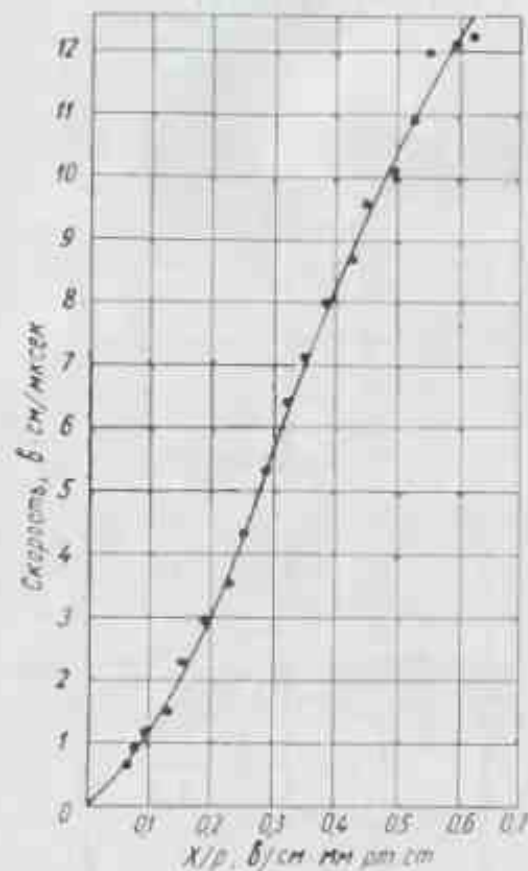


Рис. П. 20. Скорость дрейфа электронов и метана (99% метана).

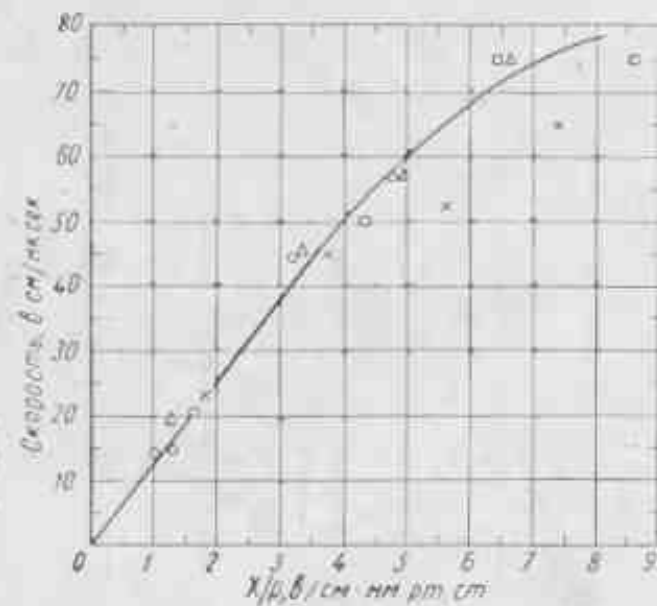


Рис. П. 21. Скорость дрейфа электронов в BF_3 (Росси и Штауб. Ионизационные камеры и счетчики. М., Изд-во иностр. лит., 1949).



Рис. П. 22. Зависимость пробега различных частиц в фотозумульсии от энергии (см. [127], гл. II):

1 — α -частицы; 2 — нейтроны; 3 — протоны; 4 — π -мезоны; 5 — μ -мезоны; 6 — электроны (отдельный канал).

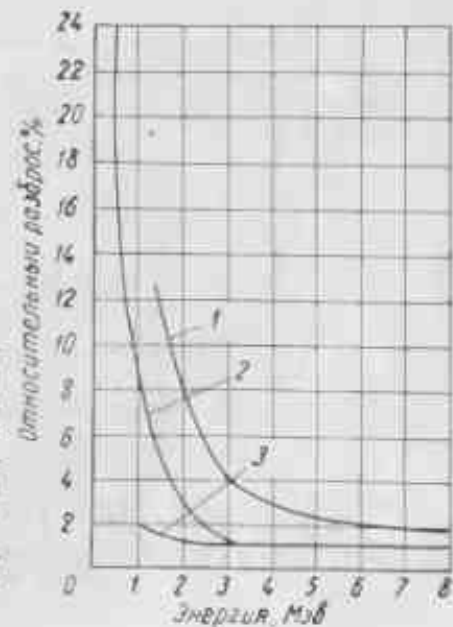


Рис. П. 23. Зависимость относительного разброса пробегов от энергии (этот разброс определяет верхний предел разрешающей способности фотозумульсии по энергии при использовании их для спектрометрии быстрых нейтронов. [127], гл. II):

1 — α -частицы в эмульсии; 2 — протоны в эмульсии; 3 — протоны в воздухе.

Спектры нейтронов трех радиоактивных источников и реакции деления U^{235} медленными нейтронами.

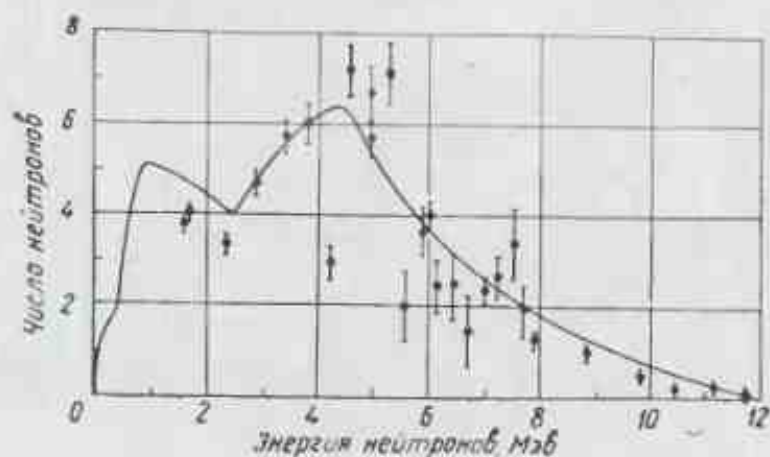


Рис. П. 24. Ra-α-Be-источник (данных о спектре этого источника довольно мало, ● — данные Хилла).

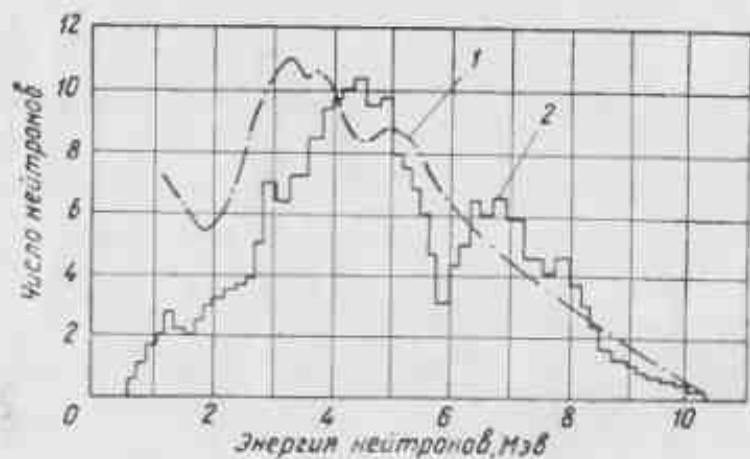


Рис. П. 25. Po-α-Be-источник;
1 — пропорциональный счетчик (Коврен и Гейри); 2 — эмульсия (Медведский).

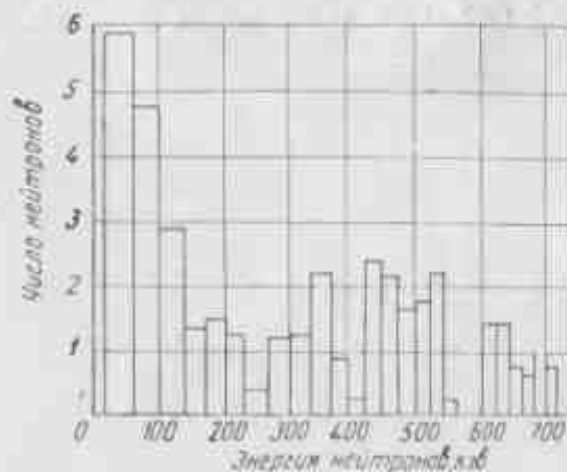


Рис. П. 26. Ra-γ-Be-источник.

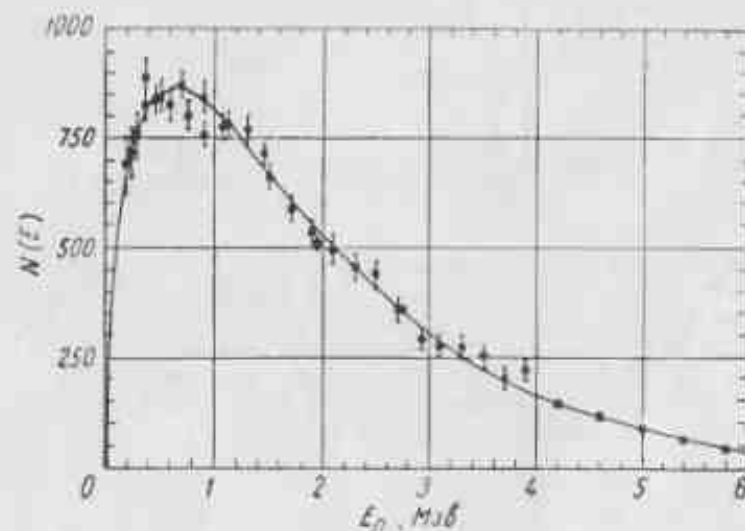


Рис. П. 27. Спектр деления U^{235} [$N(E) = 1765 \sqrt{E_0}^{-0,375E}$];
● — измерения по времени пролета; ■ — фотографические эмульсии.

Схемы распада изотопов, образующихся в результате реакций радиационного захвата, наиболее часто применяемых для регистрации нейтронов.

Энергии. Все энергии даны в мегаэлектронвольтах. Полная энергия перехода представляет собой разность между энергиями начального состояния радиоактивного изотопа и конечного состояния дочернего ядра. Энергия β и γ -лучей получается путем вычитания энергии соответствующих уровней. Так, например, Na^{24} испускает γ -лучи с максимальной энергией $1,39 \text{ Мэв} = (5,53 - 4,14)$ и γ -лучи с энергиями $1,38 \text{ Мэв}$ и $2,76 \text{ Мэв} = (4,14 - 1,38)$. Сечения активации даны в барнах и соответствуют скорости нейтронов 2200 м/сек .

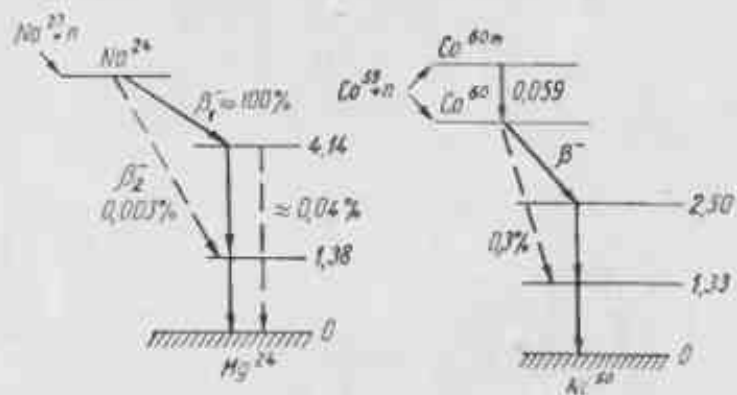


Рис. П. 28. Схема распада Na^{24} (период полураспада 15 ч; полная энергия перехода $5,53 \text{ Мэв}$; сечение активации $0,505 \text{ барн}$), схема распада Co^{60} и Co^{60m} [период полураспада Co^{60m} 10,4 мин, Co^{60} 5,3 года; полная энергия перехода для Co^{60m} $2,89 \text{ Мэв}$; сечение активации Co^{60m} — $(16 \pm 3,6) \text{ барн}$ и Co^{60} — $(20 \pm 3,6) \text{ барн}$; полное сечение активации — $(36 \pm 1,56) \text{ барн}$].

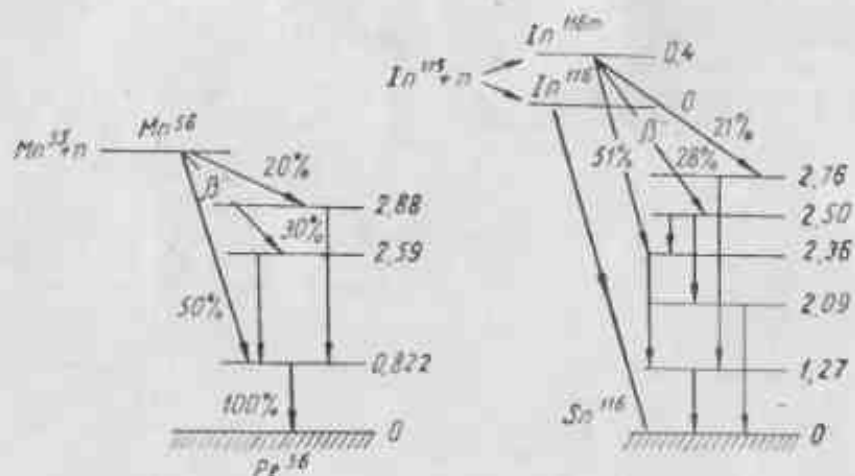


Рис. П. 29. Схема распада Mn^{56} [период полураспада $2,58 \text{ ч}$; полная энергия перехода $3,63 \text{ Мэв}$; сечение активации — $(13,4 \pm 0,36) \text{ барн}$]; схема распада In^{116} и In^{116m} [период полураспада In^{116} 13 сек и In^{116m} 54 мин; полная энергия перехода In^{116m} $3,36 \text{ Мэв}$; сечение активации In^{116m} $(145 \pm 15,6) \text{ барн}$ и In^{116} $(52 \pm 6,6) \text{ барн}$].

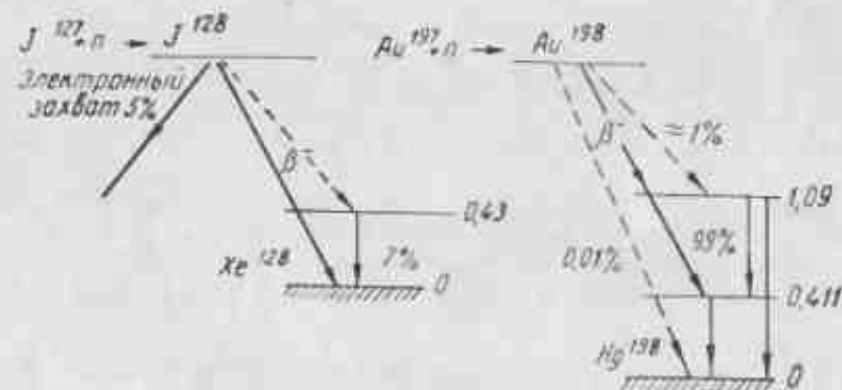


Рис. П. 30. Схема распада J^{127} [период полураспада — 25 мин; полная энергия перехода $2,0 \text{ Мэв}$; сечение активации $(5,5 \pm 0,5) \text{ барн}$], схема распада Au^{197} [период полураспада 2,7 дня; полная энергия перехода $1,374 \text{ Мэв}$; сечение активации $98,5 \text{ барн}$].

В тексте мы все время пользовались без всяких пояснений и определений терминами, принятыми в нейтронной физике. Некоторые из этих терминов требуют более детального пояснения, чем те несколько строк, которые мы уделили им по введению. Поэтому мы поясним здесь ряд использованных терминов, а именно: сечение; дифференциальный и интегральный спектры; эффективности; эндо- и экзоэнергетический; потоки и статистику.

Сечение. Эта физическая величина составляет предмет целой книги Юза («Нейтронные исследования на ядерных котлах», М., Изд-во иностр. литературы, 1954). Сечение — это площадь. Так же как и атомные сечения, которые по порядку величины равны квадрату атомного радиуса (10^{-16} см), но меняются в широких пределах в зависимости от типа реакции и энергии взаимодействующих частиц, ядерные сечения равны примерно квадрату радиуса ядра (10^{-24} см²) и также меняются в широких пределах в зависимости от типа реакции и энергии взаимодействующих частиц. Единица, равная 10^{-24} см², называется барном.

Полное сечение ядра есть мера вероятности того, что падающий нейтрон вступит во взаимодействие с ядром. Его измерение описано в п. III. 1. Существует много различных типов ядерного взаимодействия нейтронов. В результате взаимодействия может быть испущен нейтрон с энергией, определяемой простой кинематикой (п. I. 1). Этот процесс носит название упругого рассеяния. Кроме того, возможно испускание нейтрона с энергией, отличной от энергии упругого рассеяния (неупругое рассеяние); возможно также поглощение нейтрона с освобождением энергии связи и испусканием γ -квантов (радиационный захват); захваченный нейтрон может вызвать деление и т. д. Вероятности отдельных процессов описываются паравальными сечениями, сумма которых определяет полную вероятность взаимодействия.

$$\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{дел}} + \sigma_{\text{дел}} + \sigma_{\text{упр}} + \dots \text{ и т. д.}$$

Сечения обычно измеряются для определенной энергии. Для медленных нейтронов характерна энергия 0,0253 эв, наиболее вероятная энергия максвелловского распределения при температуре 20° С = 293° К. Энергия 0,025 эв соответствует скорости нейтронов 2200 м/сек. Следует подчеркнуть, что определение эффективного сечения тонкого поглотителя, сечение поглощения нейтронов, в котором меняется по закону $1/v$, зависит от обстоятельств. Например, при рассмотрении эффективности счетчика, о котором мы будем говорить ниже, к определению этого понятия необходимо подходить с некоторой осторожностью.

Рассмотрим тонкий поглотитель, помещенный в поток тепловых нейтронов. Мы хотим определить полное сечение, пользуясь детектором, чувствительность которого не зависит от энергии (т. е. он регистрирует нейтронный поток). Пусть нейтронный поток (см. далее) равен $\int \rho v dv$, где $\rho(v)$ — плотность нейтронов,

распределение которых по скоростям дается формулой Максвелла $\rho^2 e^{-v^2/v_0^2}$ ($v_0 = 2200$ м/сек). Каждой заданной скорости v соответствует сечение $\sigma_0 v_0/v$, так как поглотитель обладает сечением, меняющимся со скоростью по закону $1/v$ и равным σ_0 при скорости v_0 . Полный поток нейтронов равен $\int \rho v dv =$

$$= \int_0^\infty v \left(v^2 e^{-v^2/v_0^2} \right) dv, \text{ а полное число поглощенных нейтронов } \int \rho \sigma dv =$$

$$= \sigma_0 v_0 \int_0^\infty v^2 e^{-v^2/v_0^2} dv. \text{ Таким образом, для сечения поглощения получаем выра-$$

$$\text{жение } \frac{\sigma_0 v_0 \int_0^\infty v^2 e^{-v^2/v_0^2} dv}{\int_0^\infty v^2 e^{-v^2/v_0^2} dv} = \sigma_0 v_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2v_0} = \frac{\sigma_0}{1,128}.$$

Следовательно, при этих условиях наблюдаемое значение сечения примерно на 13% ниже значения, соответствующего скорости 2200 м/сек. В случае, приведенном Юзом в гл. 6 книги «Нейтронные эффективные сечения», чувствительность зависит от скорости по закону $1/v$. В этом случае измеряемая величина (п. IV. 4) представляет собой плотность нейтронов, а не поток, и для сечения имеем

$$\frac{\int \rho \sigma dv}{\int \rho dv} = \sigma_0 v_0 \frac{\int_0^\infty v e^{-v^2/v_0^2} dv}{\int_0^\infty v^2 e^{-v^2/v_0^2} dv}$$

Можно легко показать, что

$$\int_0^\infty v^2 e^{-v^2/v_0^2} dv = v_0^2 \int_0^\infty v e^{-v^2/v_0^2} dv$$

и эффективное сечение тонкого поглотителя, сечение поглощения в котором измеряется как $1/v$, измеренное детектором с чувствительностью такого же типа, равно

$$\sigma_0 v_0 \frac{2}{v_0 \sqrt{\pi}} = \sigma_0 \cdot 1,128,$$

т. е. эффективное сечение на 13% выше значения сечения поглощения, соответствующего скорости 2200 м/сек. Часто применяются поглотители, сечение захвата медленных нейтронов в которых в тепловой области не строго подчиняется закону $1/v$. Обычно они содержат элементы, которые делятся под действием тепловых нейтронов, например U^{235} , U^{238} или Pu^{239} . Для этих элементов, кроме поправки, о которых мы уже говорили выше, необходимо учитывать еще одну поправку к значению эффективного сечения для тепловых нейтронов. А именно: для U^{235} и U^{238} этот множитель равен 0,98 для Pu^{239} — 1,06¹.

Дифференциальный и интегральные спектры

Рассмотрим для иллюстрации следующие спектры (рис. П. 31) протонов отдачи (а) при упругом рассеянии нейтронов с энергией 1 Мэв; протонов при

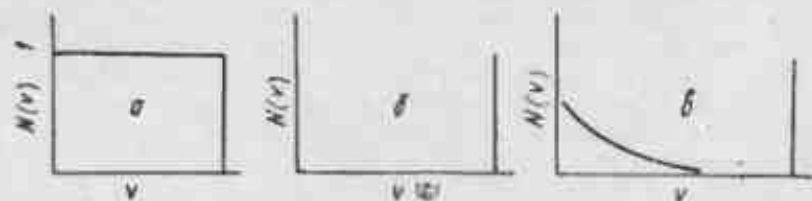


Рис. П. 31. Дифференциальные спектры:

а — протонов отдачи; б — счетчика с He^3 от тепловых нейтронов; в — счетчика с He^3 от тепловых нейтронов с фоном γ -лучей; I — число импульсов с амплитудой в интервале $v \pm v + \Delta v$.

захвате тепловых нейтронов в He^3 (б) и тот же спектр, что и в (б), но с фоном импульсов (в) от электронов, обусловленных γ -лучами. Все спектры предполагаются идеальными, т. е. измеренными с помощью детекторов с очень высокой разрешающей способностью и не имеющих краевых эффектов. Спектр а пред-

¹ Значение этих множителей подробно обсуждалось Весткоттом (TNCE, CAN7) и Кэмпбеллом и Фримантлем (Harwell report RP/R-2031).

становит собой плато, простирающееся от 0 до $E_{\text{порог}}$, спектр b — узкая линия при энергии 765 кэв и c — узкая линия с фоном импульсов от электронов той же энергии. Эти спектры называются *дифференциальными спектрами импульсов*; их измеряют с помощью амплитудного анализатора. Если такого анализатора нет, то импульсы подаются на дискриминатор, который пропускает на механический счетчик только те импульсы, амплитуда которых выше некоторого порога. Если начертить на графике число импульсов выше этого уровня как функцию величины порога дискриминатора, то указанные спектры будут изображены в виде, представленном на рис. П. 32. Они носят название *интегральных спектров*. Анализ графика на рис. П. 32, a иллюстрирует влияние дрейфа порога регистрации нейтронов по протонам отдачи. Рис. П. 32, b показывает, что означает выражение «исключение нежелательных импульсов, посредством дискриминации».

При установке смещающего напряжения на уровне A импульсы, обусловленные реакцией He^3 (n, p) T, проходят через дискриминатор, а импульсы от электронов, имеющие амплитуду, меньшую A , отсекаются.

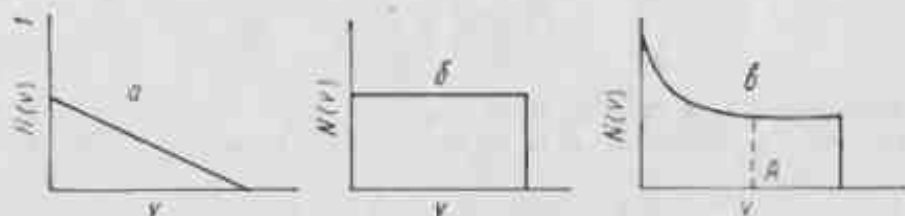


Рис. П. 32. Интегральные спектры для случаев, указанных на рис. П. 31:

I — число импульсов с амплитудой больше A , чем v .

Математически процессы интегрирования и дифференцирования являются взаимно обратными, однако в приведенных физических примерах это не так. Если продифференцировать распределение, представленное на рис. П. 32, a , то получится распределение, изображенное на рис. П. 32, b . Если же это проделать, взяв разности между точками, измеренными экспериментально, то величины этих разностей могут быть сравнимы со статистическими ошибками исходных точек интегральной кривой.

Спектры быстрых нейтронов могут быть определены и другим путем по протонам отдачи (п. III, 3). При идеальных условиях нейтроны с данной энергией дают плато в спектре протонов отдачи. Следовательно, нейтронный спектр получается путем повторного дифференцирования кривой, представляющей собой дифференциальное распределение по амплитуде импульсов протонов отдачи. Если анализируют спектр, состоящий только из двух энергий нейтронов, заметно отличающихся друг от друга и одинаковых по интенсивности, то путем двойного дифференцирования еще можно получить определенные результаты. Однако, если спектры сложные, то ошибка при дифференцировании сильно искажает результаты. Поэтому в таких случаях нужно применять прямые методы определения спектра энергии нейтронов, например спектрометр с He^3 или спектрометр по времени пролета.

Эффективность. Не всегда возможно строго определить эффективность счетчика. Если пучок нейтронов является направленным и счетчик имеет строго определенную площадь сечения под прямым углом к пучку, то эффективность счетчика может быть определена как отношение полного числа отсчетов к полному падающему потоку, приходящемуся на площадь поперечного сечения счетчика. В других случаях (например, в случае длинного счетчика) точное определение эффективности вообще невозможно, однако отношение полного числа отсчетов к полному падающему потоку остается качественной характеристикой эффективности. Для многих простых счетчиков эффективность можно оценить сравнительно легко. Так, если ионизационная камера наполнена BF_3 при атмосферном давлении и температуре 0°C и средняя глубина ее в направлении падающего

потока тепловых нейтронов равно 1 см, то эффективность ее равна произведению числа атомов на сечение, приходящемуся на один атом

$$\frac{1.6 \cdot 10^{23}}{22.4} \cdot \frac{4010}{1.128} \cdot 10^{-24} \approx 9.6\%$$

причем здесь мы пренебрегли ослаблением и увеличением жесткости пучка в камере. Аналогичный подсчет для пропорционального счетчика, наполненного водородом при атмосферном давлении, и длине 10 см в направлении падающего потока нейтронов с энергией 1 Мэв, показывает, что эффективность этого счетчика лежит в интервале 0,1—1%. Точное значение зависит от выбранного значения порога дискриминатора и поправок на крайние эффекты.

Эндо- и экзотермический. Эти термины произошли от химических терминов — эндотермический и экзотермический. Эндотермической реакцией называется реакция, при которой происходит поглощение тепла, а экзотермической — при которой тепло выделяется. Когда мы говорим «тепло выделяется», то это означает, что кинетическая энергия продуктов реакции больше кинетической энергии исходных веществ. Аналогично эндотермической ядерной реакцией называется такая реакция, при которой кинетическая энергия вступающих в реакцию частиц в результате реакции сокращается, например,



При экзотермической ядерной реакции кинетическая энергия реагирующих частиц возрастает, например



Поток. В случае направленного пучка моноэнергетических нейтронов поток соответствует плотности тока, т. е. числу нейтронов, пересекающих единицу площади, расположенную перпендикулярно направлению падения (1 см^2), за одну секунду. Если число нейтронов в 1 см^2 равно q , их скорость — $v \text{ см/сек}$, то поток равен $qv \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$.

Если поток нейтронов ненаправленный и нейтроны не моноэнергетические (как это бывает в реакторе), то поток определяется как $\int qv dv \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$. Однако это определение можно понимать по-разному.

Рассмотрим поглотитель с сечением σ , содержащий n атомов в 1 см^2 . Поток в этом случае следует определить так, чтобы скорость поглощения была равна потоку, помноженному на $n\sigma$. Каждой скорости нейтронов v соответствует время жизни τ , зависящее от среднего пробега нейтрона в поглотителе, причем $\tau = l/v$. Длина свободного пробега при данной скорости равна $1/v\sigma$, откуда $\tau = 1/v\sigma$. Скорость же поглощения пропорциональна плотности нейтронов, деленной на среднее время жизни, т. е.

$$\int \frac{q}{\tau} dv = \int qv dv \cdot n\sigma = \int qv dv n\sigma$$

Сравнивая этот результат с данными выше определением, видим, что потоку в этом случае соответствует величина

$$\int qv dv.$$

Статистика. Этот вопрос обсуждается во многих книгах по ядерной физике, например в книге Эванса (см. [17] во введении). Поэтому мы ограничимся лишь тремя замечаниями.

1. Пусть вероятность некоторого события обозначена через p , вероятность же того, что оно не произойдет, будет тогда $1 - p$. Например, при подбрасывании монеты вероятность выпадения герба равна 0,5, при бросании кости вероятность выпадения двойки равна 1/6. Еще в начале XVIII в. Бернулли показал, что проведя x независимых опытов, мы получим, что вероятность P_x того, что

некоторое событие произойдет x раз, выражается биномиальными коэффициентами, в которой p входит в степени x , а именно

$$P_x = \frac{n!}{x!(n-x)!} p^x (1-p)^{n-x}. \quad (1)$$

В этом примере p и x — целые числа, однако в большинстве случаев физические события являются непрерывными процессами. Чтобы перейти от дискретного к непрерывному распределению вероятности, допустим, что вероятность события очень мала, а число опытов очень велико, так что величина $m = np$ остается постоянной. Тогда можно показать, что выражение (1) принимает вид

$$dP_x = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}} dx, \quad (2)$$

где dP_x — вероятность того, что результат опыта лежит в интервале от x до $x + dx$. Ясно, что наиболее вероятным результатом будет $x = m$, при этом среднее квадратичное отклонение равно σ . Для большинства практических случаев $\sigma = \sqrt{m}$. Выражение (2) называется распределением Гаусса.

2. В случаях с подбрасыванием монеты можно вычислить вероятность результата данного количества опытов. Результаты расчетов легко могут быть проверены на опыте. В других экспериментах одно измерение, как правило, не повторяет результатов предыдущего. Истинная величина остается гипотетической и становится все более определенной только с накоплением большего числа измерений. Однако, так же как и в предыдущем случае, все же можно указать пределы, в которых должна лежать действительная величина наблюдаемого результата.

3. В выражении (3) стандартное отклонение σ равно \sqrt{m} , следовательно, относительное стандартное отклонение равно $\frac{\sqrt{m}}{m} = \frac{1}{\sqrt{m}}$. Это выражение широко

применяется для характеристики относительного разброса результатов, обусловленного случайными процессами. Так, если число импульсов за некоторый интервал времени равно 100, то статистическая ошибка составляет $10/100 = 10\%$. Когда число импульсов равно 10 000, то ошибка 1% и т. д.

В качестве примера рассмотрим случай из гл. II, в п. II. 1. мы видели, что среднее число пар ионов, получаемых при захвате нейтрона в BF_3 , равно 75 000. Стандартное отклонение равно $\sqrt{75\,000} = 273$, так что относительное стандартное отклонение равно $\frac{273}{75\,000} \approx 0,36\%$. В п. II. 3 мы видели, что число фотоэлектронов на входе фотоумножителя равно 2000. Относительное стандартное отклонение равно $\frac{45}{2000} \approx 2,2\%$.

Стоит подчеркнуть, что существует известная вероятность того, что отдельное значение x выйдет за пределы стандартного отклонения \sqrt{m} . Определим P_n как полную вероятность того, что отдельная величина x будет отличаться от среднего значения на величину a , т. е.

$$P_n = 2 \int_a^{\infty} dP_x.$$

Тогда для $a = \sigma P_n = 0,32$, т. е. вероятность того, что результат эксперимента будет отличаться от среднего значения более чем на одно стандартное отклонение, равна 32%. Для $a = 2\sigma$, $P_n = 5\%$; для $a = 3\sigma$, $P_n = 0,3\%$; далее величина P_n очень быстро уменьшается.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
0. 1. История вопроса	—
0. 2. Основные принципы регистрации нейтронов	8
Стрелка лара	—
Взаимодействие нейтронов с ядрами	9
Регистрация частиц. Взаимодействие α -частиц, протонов, электронов и γ -квантов с веществом	10
0. 3. Нейтронные источники и детекторы нейтронов. Области энергии нейтронов между 10 эв и 20 Мэв	13
Медленные нейтроны	15
Радиоактивные нейтронные источники	17
Литература	—

Глава I. Ядерные реакции, используемые при регистрации нейтронов

I. 1. Реакция (n, p) и подобные реакции	19
Кинематика	—
Сечения рассеяния	23
Сопоставление пробег — энергия	24
I. 2. Реакция $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^3$	25
I. 3. Другие реакции, вызываемые нейтронами	26
Реакции с испусканием заряженных частиц	—
Деление	30
Радиационный захват	38
Эффект Сивалларда—Чэмберса	34
I. 4. Другие реакции, вызываемые нейтронами. Эндотермические реакции. Пороговые детекторы	—
Литература	37

Глава II. Основные методы регистрации нейтронов

II. 1. Ионизационная камера	39
Поведение свободных ионов и электронов в газах	40
Наследие	41
Эффект ионизации	40
Некоторые неионизационные методы, применяемые на практике	50
II. 2. Пропорциональные счетчики	56
Время запыливания и борных счетчиках	62
II. 3. Сцинтилляционные счетчики	63
Принципы работы сцинтилляционных детекторов	64
Органические сцинтилляторы как детекторы нейтронов	71
Неорганические сцинтилляторы	77
Некоторые другие сцинтилляционные методы	83

II. 4. Регистрация нейтронов с помощью ядерных эмульсий	83
Фотопластинки	—
Нейтронная радиография	87
II. 5. Другие методы	90
Литература	92

Глава III. Применение детекторов нейтронов

III. 1. Относительные измерения интенсивности. Защита и коллимация	97
III. 2. Измерение потоков быстрых нейтронов	101
III. 3. Нейтронная спектрометрия	113
Методы, основанные на регистрации протонов отдачи	—
III. 4. Спектрометрия по времени пролета	122
III. 5. Измерение потоков медленных нейтронов	131
Относительные измерения	132
Абсолютные измерения потока тепловых нейтронов	135
Искажение и ослабление потока	138
III. 6. Нейтронные детекторы в дозиметрии	141
Литература	146

Глава IV. Стандартные источники нейтронов

IV. 1. Радиоактивные источники нейтронов	150
Источники нейтронов, использующие α -излучение радиоактивных ядер. Источник Ra— α —Be	151
Источники со спонтанным делением	153
IV. 2. Градуировка источников	—
Относительная градуировка источников	—
Абсолютная градуировка источников	157
Сравнительные измерения интенсивности источников (по состоянию на 1958 г.)	163
IV. 3. Основные нейтронные сечения	165
Сечение (n, p)-рассеяния	—
Другие сечения для тепловых нейтронов	167
Литература	169
Приложения 1—15	171

В. Д. Аллен

Регистрация нейтронов

Редактор Т. В. Холодкова

Техн. редактор Н. А. Власова

Корректор Л. И. Череватенко

Сдано в набор 3. III. 1962 г. Подписано в печ. 10. V. 1962 г.

Бумага 60 × 90/16. Физич. печ. л. 12,25. Уч.-изд. л. 12,95

Заказ изд. 768. Тираж 5500 экз. Цена 1 руб.

Заказ тип. 912

Госатомиздат. Москва, Центр, ул. Кирова, д. 18

Типография № 6 УПП ЛНССХ. Ленинград, ул. Моисеенко, 10.