

ОПЫТЫ С МОНОХРОМАТИЧЕСКИМИ МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Н. А. Власов

ВВЕДЕНИЕ

Получение монохроматического пучка нейтронов любой энергии является одной из важнейших задач экспериментальной ядерной физики. Решение этой задачи позволило бы изучить сечения взаимодействия нейтронов разных энергий с ядрами. Знание этих сечений существенно, во-первых, с точки зрения определения судьбы нейтронов в системах с саморазвивающимся цепным процессом деления, во-вторых, для изучения спектров возбуждённых состояний ядер, проявляющихся через резонансное взаимодействие.

Источниками нейтронов являются различные ядерные превращения. Некоторые из них непосредственно могут дать монохроматические нейтроны. Если в результате ядерного превращения испускается один нейтрон, то его кинетическая энергия E_n определяется равенством:

$$E_n + E_z = Q + E_i,$$

где Q — энергия реакции, E_i — кинетическая энергия бомбардирующей ядро частицы, E_z — кинетическая энергия отдачи конечного ядра.

Для разных актов одного и того же превращения величина Q может иметь столько разных значений, сколько состояний имеет конечное ядро непосредственно после испускания нейтрона. Если таких состояний только одно и, кроме того, бомбардирующие частицы имеют одинаковую энергию, то сумма $E_n + E_z$ одинакова для всех актов превращений, и энергия нейтронов E_n зависит только от направления их вылета относительно направления бомбардирующих частиц. В определённом направлении можно, следовательно, получить монохроматические нейтроны, если пользоваться монохроматическими бомбардирующими частицами и тонкой мишенью.

Примерами источников монохроматических нейтронов являются реакции $D(d, n) He^3$, $Li^7(p, n) Be^7$, а также все реакции (γ, n) с монохроматическими γ -лучами (примеси в спектре γ -лучей мягких компонент иногда не нарушают монохроматичности фотонейтронов).

Наиболее распространённые источники $\text{Be}(\alpha, n)$ и $\text{Be}(d, n)$ дают довольно сложный спектр нейтронов, в лучшем случае линейчатый.

Непосредственно из источника могут быть получены нейтроны с энергиями порядка 100 keV и выше. Для получения нейтронов меньшей энергии необходимо бомбардировать мишень частицами или γ -лучами с энергией, близкой к порогу реакции источника. При этом выход становится очень низким и интенсивность источника недостаточной. Поэтому получение монохроматических нейтронов с энергией порядка 10 keV и ниже (будем называть такие нейтроны медленными) оказывается более сложной задачей, чем получение монохроматических быстрых нейтронов.

Медленные нейтроны обычно получают путём замедления быстрых нейтронов в той или иной среде (парафин, вода, графит). Такой способ получения неизбежно даёт нейтроны со сплошным распределением по энергиям, т. е. с непрерывным спектром.

Методы выделения из этого сплошного спектра нейтронов определённой, пока, правда, не очень большой энергии, в последнее время разработаны довольно хорошо. Обзор этих методов, а также результатов исследований с монохроматическими нейтронами и составляет предмет настоящей статьи.

МЕХАНИЧЕСКИЙ СЕЛЕКТОР

Если нейтроны всех скоростей выпустить из источника коротким импульсом, то через некоторое время они распределятся в пространстве так, что ближе к источнику будут находиться медленные, а дальше—быстрые. Время прохождения нейтронами разных скоростей некоторого расстояния различно. Этим можно воспользоваться для выделения нейтронов одной скорости из сложного спектра. Устройства, осуществляющие этот выбор монохроматических нейтронов из сплошного спектра, называются нейтронными скоростными селекторами. Одним из них является механический селектор, осуществлённый впервые в 1935 году Даннингом, Пергамом, Финком, Митчелом и Сегре¹ в Колумбийском университете.

Применение механического селектора основано на свойстве некоторых веществ, например кадмия, сильно поглощать медленные нейтроны. Можно создать из такого вещества непроницаемый для нейтронов экран и, открывая его на короткие промежутки времени, выпускать нейтроны порциями. Если такой экран открывается периодически, то для наглядности его можно сравнить со стреляющим дробью пулемётом, из которого дробинки вылетают с различными скоростями. На основе этого сравнения мы будем акт кратковременного испускания нейтронов соответственно сконструированным источником называть выстрелом. Если на расстоянии l от первого экрана на пути нейтронов установить второй такой же экран, открывающийся спустя время t , то за него пройдут только нейтроны со

скоростями, близкими к $v = \frac{l}{t}$. Следовательно, за вторым экраном окажутся только нейтроны с приблизительно одинаковой энергией, — приблизительно в такой мере, в какой длительность выстрела τ меньше времени задержки t (время между моментами открывания первого и второго экранов). Схема селектора Даннинга и др. изображена на рис. 1.

В качестве материала для поглощающих экранов использовался кадмий, нанесённый секториальными слоями на четыре дюралевых

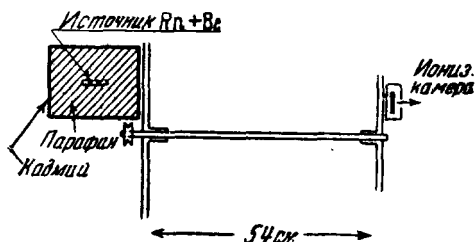


Рис. 1. Схема механического селектора Даннинга и др.

диска. Два диска покоились, и щели между кадмиевыми секторами в них выделяли пучок нейтронов. Этот пучок мог пропускаться или перекрываться другими двумя дисками, вращавшимися на общей оси. Сочетание двух дисков — одного подвижного, другого неподвижного — образовывало таким способом периодически открывающийся экран. Второй (выходной) экран открывался с некоторой задержкой после первого, что достигалось смещением щели второго подвижного диска на угол β относительно щели первого. Длительность выстрела, очевидно, определяется угловой шириной щели α и скоростью вращения диска, а задержка — угловым смещением щелей вращающихся дисков β и также скоростью вращения. Чем меньше отношение $\frac{\alpha}{\beta}$,

тем более монохроматический пучок нейтронов выделяет селектор, тем лучше его разрешающая способность. Но повышение разрешающей способности ведёт к снижению интенсивности выделяемого пучка. В самом деле, последующий выстрел должен произойти не раньше, чем закрылась щель выходного экрана, иначе в неё пройдут нейтроны с очень малым временем полёта, помимо тех, которые прошли от предыдущего выстрела. Значит угловое смещение двух соседних щелей подвижного диска должно быть не менее β . Поэтому отношение $\frac{\alpha}{\beta}$ является верхним пределом той доли времени, в течение которой пучок открыт.

Если источник испускает в выделенном направлении N нейтронов в секунду, то первый экран пропускает не больше $N \frac{\alpha}{\beta}$. Из этого числа прошедших первый экран нейтронов только часть пройдёт и второй. Если бы спектр нейтронов между экранами был таков, что на второй экран попадало одинаковое количество нейтронов в единицу времени, то второй экран пропу-

скал бы число нейтронов, равное $N\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2$. Если учесть ещё телесный угол выделяемого селектором пучка нейтронов, то оказывается, что интенсивность пучка на детекторе пропорциональна $\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^3$, т. е. сильно убывает с улучшением разрешающей способности. По этой причине первый механический селектор, употреблявшийся со слабым источником нейтронов $Rn+Be$, оказался весьма несовершенным. Согласно опубликованным описаниям^{1,4}, он был осуществлён в двух вариантах. В первом варианте кадмиевые секторы на дисках имели угловую ширину $3,7^\circ$, щели между ними $3,5^\circ$. Расстояние между подвижными дисками равнялось 54 см , расстояния между подвижными и неподвижными дисками 5 мм . Диски могли вращаться со скоростью до 5000 оборотов в минуту. При такой скорости вращения поворот на угол $3,6^\circ$ осуществлялся в течение времени:

$$t = \frac{3,6 \cdot 60}{360 \cdot 5000} = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ сек} = 120 \text{ мсек.}$$

За это время расстояние 54 см между дисками проходил нейтрон, имеющий скорость $v = \frac{54}{1,2 \cdot 10^{-4}} = 4,5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ или энергию около $0,1\text{ эВ}$.

При столь широких щелях, однако, селектор обладал очень слабой разрешающей способностью и был проницаем для нейтронов очень большого интервала скоростей.

Благодаря сложности спектра нейтронов, пропускаемых селектором, интерпретация результатов измерений довольно сложна и сводится лишь к грубым качественным выводам.

Во втором варианте селектора с целью улучшения разрешающей способности было уменьшено отношение ширины щели к ширине кадмиевого сектора. При ширине щели 1° ширина сектора составляла 3° . Для сохранения достаточной интенсивности пучка,

однако, пришлось приблизить диски до расстояния $25,7\text{ см}$. Была улучшена также защита от быстрых нейтронов. Но и при этих параметрах разрешающая способность селектора ещё очень плоха. Рис. 2 изображает вычисленную Финком⁴ проницаемость этого селектора как функцию скорости нейтронов. Хотя для нейтронов со скоростью $v_l = \frac{l}{t_1}$, где t_1 —время поворота вращающейся системы на угол от-

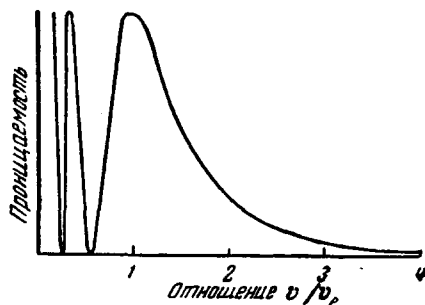


Рис. 2. Проницаемость механического селектора для нейтронов разных скоростей v .

носительного смещения подвижных дисков, селектор имеет максимальную проникаемость, но ширина полосы проникаемости селектора очень велика. Кроме основной полосы, появляются ещё вторичная, третичная и т. д., которые соответствуют меньшим скоростям и кратным временам полёта.

Естественно, что эти механические селекторы получили весьма ограниченное применение. При их помощи было получено прямое подтверждение того, что нейтроны, исходящие из толстого парафинового слоя, имеют тепловые скорости и спектр в этой области скоростей близок к максвелловскому. Обнаружено также смещение

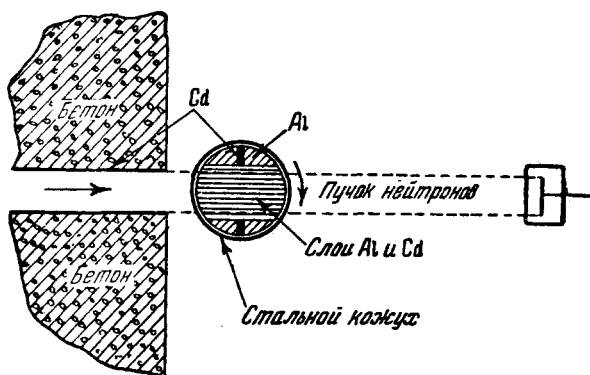


Рис. 3. Схема селектора Ферми и др. Вращающийся барабан в разрезе. Источник нейтронов — Аргонский котёл.

спектра в область меньших скоростей при охлаждении парафина и тем самым получено прямое доказательство наличия теплового равновесия между нейтронами и парафином. Однако точное количественное изучение спектра тепловых нейтронов, а также закона поглощения нейтронов разными элементами не могло быть осуществлено.

С появлением урановых котлов, являющихся интенсивными источниками нейтронов, возможности применения механического селектора возросли. В 1947 г. в Аргоннской лаборатории Чикагского университета Ферми, Маршалл и Маршаллом⁵ был снова применён механический селектор, устройство которого ясно из рис. 3. На пути узкого пучка тепловых нейтронов, выходящего через отверстие в стенке котла, помещался цилиндрический барабан, собранный из параллельных чередующихся слоёв алюминия и кадмия, толщиной соответственно 0,75 и 0,15 мм. Барабан мог вращаться вокруг оси, перпендикулярной плоскости рисунка, со скоростью до 15 000 оборотов в минуту. Для механической прочности, необходимой при столь большой скорости вращения, слои Al и Cd упаковывались плотно внутри стальной трубы диаметром около 4 см с толщиной стен-

ки 0,8 мм. Так как Al и сталь практически прозрачны для нейтронов, а кадмий очень сильно поглощает их, барабан пропускал около 75/90 (отношение толщины слоёв Al к общей толщине $\text{Al} + \text{Cd}$) нейтронов, когда плоскости слоёв совпадали с направлением пучка и совершенно прерывал пучок при повороте на угол больше $2,7^\circ$. Величина этого угла, очевидно, определялась, во-первых, отношением толщины алюминиевой прослойки к ширине (практически равной внутреннему диаметру трубы), во-вторых, угловой расходимостью пучка, которая составляла $3^\circ (=1,5^\circ \times 2)$. При вращении барабана, следовательно, пучок открывался и закрывался дважды на протяжении одного оборота, т. е. пульсировал с частотой, равной удвоенной частоте обращения барабана.

Отношение длительности выстрела к интервалу между соседними выстрелами, ограничивающее разрешающую способность селектора, в данном случае равнялось приблизительно 1/30, т. е. было значительно благоприятнее, чем в первых механических селекторах.

Если на некотором расстоянии от первого барабана установить на пути пучка второй такой же барабан и вращать его с той же скоростью, то такая система из двух барабанов, очевидно, будет монохроматором, так как за второй барабан пройдут только нейтроны определённой скорости. В действительности в селекторе Ферми-Маршалла, усовершенствованном впоследствии Бриллем и Лихтенбергером⁶, второй барабан не применялся, нейтроны же определённой скорости выделялись при помощи детектора с модулированной чувствительностью. Детектор приводился в рабочее состояние коротким импульсом и мог регистрировать нейтроны только в течение этого импульса. Импульс подавался через усилитель от фотоэлемента, на который в некоторый момент попадало изображение лампы, отражённое зеркальцем на оси барабана. Способ модуляции детектора, вероятно, заимствован из работ, описанных ниже.

Если детектор располагался на расстоянии l от барабана и открывался спустя время t после выстрела, то регистрировались нейтроны со скоростью $v = \frac{l}{t}$ и близкими к ней. Меняя это время за-

держки t , можно было настроить селектор на нейтроны разных скоростей. Селектор Ферми-Маршалла, как мы видим, не является чисто механическим, а представляет собой комбинацию механического устройства с электромагнитным реле. Принципиальное отличие его от механического селектора Даннинга заключается в том, что он не создаёт, как тот, пучка монохроматических нейтронов, а только выбирает их при помощи реле, хотя при наличии второго барабана также мог бы быть монохроматором. Ферми и др. применили свой селектор для исследования спектров тепловых нейтронов, исходящих из котла при разных условиях фильтрации, а также для измерения сечения захвата нейтронов бором и другими элементами. Результаты этих измерений обсуждаются ниже.

Максимальная энергия нейтронов, подвергавшихся исследованию с помощью механических и полумеханических селекторов, составляет 0,2 eV. Распространение исследований с механическим селектором в область больших энергий практически едва ли достижимо. Для этого было бы необходимо, во-первых, создавать экраны, непроницаемые для нейтронов больших скоростей, во-вторых, придавать соответствующим механическим устройствам большие скорости вращения. Кадмий оказывается непригодным в качестве материала для экранов, поглощающих нейтроны с энергией больше 0,5 eV, так как в этой области энергий сечение поглощения нейтронов кадмием сильно убывает, доходя до $10 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ при $E_n = 1,5 \text{ eV}$ (E_n — кинетическая энергия нейтрона). Селективные поглотители нейтронов, подобные серебру, родию и др., могли бы быть применены для устройства многослойного экрана, но, повидимому, невозможно построить такой экран, хорошо поглощающий сплошной спектр нейтронов в широких пределах. В качестве наилучшего поглотителя для этой цели может рассматриваться бор, который имеет большое сечение захвата для медленных нейтронов в широких пределах. Как показано опытами с селекторами, сечение бора может быть представлено фор-

мулой $\sigma_n = 114 E_n^{-\frac{1}{2}} \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ (E_n в eV). С увеличением энергии нейтронов сечение убывает, и для заданного ослабления пучка нейтронов требуется все большая и большая толщина поглотителя. Например, для ослабления в 1000 раз пучка нейтронов с энергией 10 eV требуется слой карбида бора (B_4C), толщиной приблизительно в 1,6 см. Устройство быстро вращающихся экранов, содержащих большое количество бора, является довольно сложной технической задачей. Между тем имеются разработанные в последние годы более совершенные способы выделения и изучения нейтронов с энергией больше 1 eV, вполне заменяющие механический селектор и в области тепловых нейтронов. Они основаны на применении модуляции искусственных источников нейтронов, с одной стороны, и модуляции чувствительности детекторов, с другой. В отличие от механических мы будем называть их селекторами-модуляторами.

КРАТКИЙ ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР

После 1936 г. никаких сообщений о дальнейшем применении механического селектора не появлялось. Автору известно, впрочем, что в Ленинградском университете Ю. А. Немиловым в течение 1936 — 1937 гг. был построен механический селектор более совершенный, чем селектор Даннинга. Немилов модулировал пучок нейтронов при помощи двух дисков, вращающихся навстречу, а вместо второй пары дисков применял ионизационную камеру с линейным усилителем модулированной чувствительности, т. е. применял установку, которая впоследствии появилась в работе Ферми и Маршалла. Резуль-

таты этой работы оказались лучшими, чем у Даннинга с сотрудниками, но не были опубликованы ввиду того, что до окончания работы появилась более точная работа Альвареса с селектором-модулятором.

В 1938 г. опубликована первая работа с селектором-модулятором, проведённая Альваресом⁷ в Калифорнийском университете. В этой работе изложены основные принципы устройства и результаты первого практического осуществления селектора. Используя в качестве источника нейтронов мишень 37-дюймового циклотрона, Альварес модулировал интенсивность источника путём модуляции по амплитуде ускоряющего напряжения высокой частоты. В процессе разработки прибора были испытаны различные способы и различные частоты модуляции. Практически применялись частоты модуляции 120 и 60 циклов.

Ионизационная камера (сначала литиевая, затем с BF_3), служившая детектором нейтронов, помещалась на расстоянии 8 м от мишени. Чувствительность регистрирующей схемы модулировалась при помощи устройства, аналогичного обычной схеме совпадений.

В этой работе были выделены тепловые и ещё более медленные («холодные») нейтроны и доказано качественное согласие поглощения в боре с законом $\frac{1}{v}$ (v — скорость нейтрона). Показано, что интенсивность «холодных» нейтронов возрастает при охлаждении парафина вокруг источника и, следовательно, подтверждено наличие теплового равновесия нейтронов с парафином. При этом фон от быстрых нейтронов, составлявший очень большую величину (больше самого эффекта) в опытах Даннинга и др., был практически убран (до 0,3%).

В том же 1938 г. была опубликована заметка Фертеля, Гиббса, Муна, Томсона и Вин-Вильямса⁸, сообщавшая об измерении распределения тепловых нейтронов по скоростям несколько иным методом. Здесь источником нейтронов служила мишень (из тяжёлого льда) высоковольтной трубки, работавшей при ускоряющих напряжениях 200—250 кВ. Мишень бомбардировалась пучком дейтронов, который выпускался импульсами с длительностью в 500 мсек, повторявшимися через 5000 мсек. Модуляция осуществлялась при помощи камертона и фотоэлемента с последующим усилителем, управлявшим напряжением на разрядном промежутке ионного источника (20 кВ). Ионизационная камера с BF_3 располагалась на расстоянии 5,4 м от мишени. Усиленные импульсы камеры подавались на осциллограф и фотографировались на быстро двигающейся плёнке, на которой также делались отметки моментов включения источника. Обработка ленты давала возможность установить распределение импульсов по времени и, следовательно, распределение нейтронов по скоростям. С не очень большой точностью это распределение оказалось близким к максвелловскому, соответствующему 15° С.

В 1940 г. этой же группой авторов опубликованы⁹ более подробно результаты измерений распределения нейтронов по скоростям и поглощения в боре и кадмии. Относительно поглощения в боре результаты, повидимому, оказались ошибочными, так как было обнаружено отклонение поглощения от закона $\frac{1}{v}$, которое позднее в более точных опытах не подтвердилось.

В 1941 г. опубликована первая работа Бекера и Бечера¹⁰, сделанная в Корнельском университете. Построенный ими селектор уже содержал все основные черты современного. Источником нейтронов здесь служила мишень небольшого циклотрона. Выход нейтронов из мишени модулировался при помощи схемы на тиратронах, управлявшей рабочим режимом ионного источника циклотрона. Длительность выстрелов регулировалась и могла доходить до минимальной величины в 15 $\mu\text{сек}$ при повторяемости 400 раз в секунду. Ионизационная камера с BF_3 (детектор) располагалась на расстоянии 1,5 и 3 м от источника. Чувствительность детектора также модулировалась импульсами с регулируемой длительностью от 15 $\mu\text{сек}$, а задержка могла меняться от 0 до 2500 $\mu\text{сек} = \frac{1}{400}$ сек. Тогда как

селектор Альвареса позволил выделить лишь группу тепловых и более медленных нейтронов, а английская группа дошла в направлении больших энергий исследуемых нейтронов до 0,1 eV, Бекер и Бечер исследовали нейтроны в интервале энергий от 0,006 до 3—4 eV. Результатом этой работы было довольно точное исследование закона поглощения нейтронов в Cd, доказательство его резонансного характера, установление верхней границы полосы поглощения и того факта, что закон поглощения согласуется с известной формулой Брейта-Вигнера. Кроме того было непосредственно доказано резонансное поглощение в индии и родии, а также измерено время жизни нейтронов в парафине. Методическое значение этой работы весьма существенно. Авторы её выбрали наиболее эффективный путь исследований и дали обстоятельный анализ характеристик селектора. Дальнейшее развитие работ в этой области шло по пути усовершенствования селектора Бекера-Бечера.

К 1943 г. Рейнвотером и Хавенсом¹⁶ был построен селектор того же типа в Колумбийском университете. Благодаря тому, что интенсивность источника нейтронов (37-дюймовый циклотрон со внутренней мишенью) здесь была значительно выше, чем в Корнельском университете, оказалось возможным увеличить расстояние между источником и детектором до 5,4 м и в результате этого и ещё некоторых усовершенствований значительно повысить разрешающую способность. Оба селектора, и Корнельский и Колумбийский, со временем усовершенствовались^{11, 12, 16, 17, 18, 19} и по последним описаниям селектор Колумбийского университета является наиболее совершенным из всех описанных в литературе. Он позволяет исследовать

свойства нейтронов с энергиями от 0,001 до 100 eV и даже выше. На нём проведены наиболее точные измерения распределения по скоростям нейтронов, испускаемых парафином, и исследовано поглощение в боре, литии, кадмии и многих других элементах. Результаты этих измерений мы приведём и обсудим ниже.

Приблизительно одновременно с селектором Корнельского университета в 1941 г. был построен селектор в Иллинойском университете. Он описан впервые в работах Ховорса, Мэнли и Любке^{13, 14, 15}. Здесь было измерено распределение нейтронов по скоростям и проверен закон поглощения в боре. Источником нейтронов служила мишень высоковольтной трубки. Вероятно, после 1941 г. этот селектор не использовался, так как, естественно, не мог конкурировать с селекторами, использующими циклотрон — более мощный источник нейтронов. Последняя работа¹⁵, хотя и напечатана в 1946 г., датирована октябрём 1941 г.

Кроме перечисленных, описан ещё селектор Станфордского университета, использующий небольшой циклотрон. При помощи этого селектора Фрайер³⁶ исследовал зависимость поглощения и рассеяния нейтронов различных скоростей в железе от степени намагничивания этого железа. По своему устройству этот селектор существенно не отличается от селектора Бекера и Бечера.

В 1947 г. опубликованы две заметки Суттона, Мак Даниеля, Андерсона и Лавателли²¹ об измерениях поглощения нейтронов в боре и золоте в Лос-Аламосской лаборатории Калифорнийского университета. Применённый здесь селектор был построен Мак Даниелем в Корнельском университете и перевезён в Лос-Аламос. Подробных описаний его в 1947 г. не опубликовано, но он подобен последним моделям селектора Корнельского университета, описанным в работах Мак Даниеля¹² и Джонса²².

В течение 1947 г. действующими селекторами, повидимому, были три — Корнельский, Колумбийский и Лос-Аламосский. Остальные, менее совершенные, вероятно, не использовались. Кроме упомянутых работ, Хавенсом, Рейнвортом и Раби³⁴ при помощи селектора Колумбийского университета исследовалось взаимодействие нейтронов с электронами расплавленного свинца, причём установлена верхняя граница сечения рассеяния нейтрона на электроны.

ОСНОВЫ УСТРОЙСТВА СЕЛЕКТОРОВ-МОДУЛЯТОРОВ

Источник

Решающей особенностью источника нейтронов для селектора является его прерывистость во времени, пульсация. В связи с этим для селектора-модулятора непригодны такие непрерывные источники нейтронов, как например, $Ra + Be$ или урановый котёл. В том случае, когда для получения нейтронов применяются искусственно

ускоренные заряженные частицы, для модуляции интенсивности пучка нейтронов достаточно модулировать интенсивность пучка заряженных частиц. Если при этом меняется во времени только интенсивность, но не энергия частиц, то пучок нейтронов будет модулирован в такой же степени, как и пучок заряженных частиц.

Большинство селекторов и, во всяком случае, самые совершенные из них в качестве источника нейтронов используют бомбардируемую дейтонами берилievую мишень циклотрона, окружённую парафином или водой. Быстрые нейтроны, выходящие из мишени, замедляются в парафине или воде и поверхность замедлителя испускает практически сплошной спектр нейтронов. Одна из поверхностей замедлителя и является непосредственным источником нейтронов. Точно так же оформляется источник и в случае использования высоковольтных трубок вместо циклотрона. Для того чтобы поверхность замедлителя испускала нейтроны короткими импульсами, необходимо короткими же импульсами бомбардировать мишень, т. е. соответственно модулировать пучок бомбардирующих частиц.

Способы модуляции могут быть довольно разнообразными. Первый способ, практически применённый Альварецом, состоит в модуляции амплитуды ускоряющего напряжения высокой частоты на дуантах циклотрона. По условиям фокусировки ионного пучка в циклотроне, необходимо спадание напряжённости магнитного поля от центра к периферии. Вследствие этого ионы в циклотроне движутся не синхронно с изменением ускоряющего поля высокой частоты, а с некоторой разностью фаз, меняющейся при каждом обращении. Чем больше число обращений иона, тем больше разность фаз. Но число обращений определяется величиной ускоряющего напряжения. При очень малом ускоряющем напряжении пучок ионов может настолько сбиться по фазе, что будет уже не ускоряться, а замедляться и, следовательно, не выйдет дальше некоторого расстояния от центра, т. е. рассеится, не достигнув мишени. В связи с этим, а также и по некоторым другим причинам, интенсивность ионного пучка на мишени циклотрона довольно резко зависит от амплитуды ускоряющего напряжения высокой частоты. Этим и воспользовался Альварец. Модулируя анодное напряжение на двух последних каскадах генератора высокой частоты путём применения несглаженного напряжения выпрямителя, он получил на мишени пучок ионов, пульсирующий с частотой 120 или 60 раз в секунду. Длительность импульсов, однако, была довольно велика — 25 — 30% цикла при частоте 60 циклов и 50—60% цикла при частоте 120 циклов.

Более удобным и получившим в дальнейшем исключительное распространение оказался метод модуляции тока в ионном источнике. Этот метод применялся во всех последующих работах и на циклотронах^{10, 11, 16—20, 22}, и на высоковольтных трубках^{8, 9, 13, 14, 15}. Ещё Альварец пытался модулировать интенсивность ионного источника при помощи сеток, управляющих током электронной эмиссии с нити

источника. Но эти попытки не дали удовлетворительного результата. Более удобным и надёжным оказался способ модуляции анодного напряжения на дуговом ионном источнике. Применённая для этой цели схема, управляющая напряжением дуги, приведена в работе Бекера и Бечера 1941 г.¹⁰ и изображена на рис. 4.

Два тиратрона, включённые в цепь переменного тока ведущей частоты 400 циклов, путём подбора и изменения фазы напряжения на сетках могли зажигаться практически в любой момент. Один из тиратронов был включён последовательно с ионным источником и в момент зажигания подавал напряжение и, следовательно, управлял моментом включения ионного источника. Второй тиратрон был включён параллельно и, загораясь немного позднее первого, закорачивал напряжение на дуге, управляя, следовательно, моментом гашения дуги. Меняя интервал

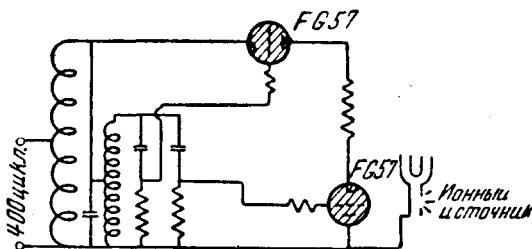


Рис. 4. Схема модуляции ионного источника циклотрона, применённая в 1941 г. Бекером и Бечером.

между моментами зажигания и гашения, можно было получить меняющуюся в широких пределах ширину импульса ионного тока источника. В связи с необходимостью максимально укорачивать длительность импульса и делать его по возможности прямоугольным, т. е. с очень малыми временами нарастания и спада (порядка десятых долей микросекунды) в более поздних работах тиратронные схемы были заменены ламповыми. Например, в работах Райнвотера и Хавенса^{16,17} для модуляции ионного источника использован блок из 12 ламп 6L6, а ещё позднее из 12 ламп 6Y6, включённых последовательно в анодную цепь дугового источника.

Получение коротких, быстро нарастающих импульсов представляло некоторые трудности, связанные с большой величиной тока дуги (до 5 ампер) и с необходимостью блокировать ёмкостью цепь дуги от напряжения высокой частоты. Минимальная практически применявшаяся длительность импульса в последних работах достигала 5 $\mu\text{сек}$. Уже в селекторе Бекера и Бечера в 1941 г., и в большинстве последующих, длительность импульса могла меняться плавно или скачками. Так, например, в последних работах с селектором Колумбийского университета¹⁹ применялись импульсы длительностью 5, 10, 20, 40, 80, 160 $\mu\text{сек}$, в зависимости от области скоростей исследуемых нейтронов.

Но время выхода нейтронов из лицевой поверхности замедлителя, очевидно, отнюдь не совпадает со временем горения дуги ионного

источника, так как неизбежно запаздывание. Первой причиной этого запаздывания является конечность времени ускорения ионов в циклотроне. Это время можно оценить следующим путём. Пусть конечная энергия дейтронов 8 MeV, что соответствует циклотрону Колумбийского университета, а среднее ускоряющее напряжение между дуантами 80 kV. Тогда число ускорений равно 100, а время ускорения — 50 периодам генератора высокой частоты. Если длина волны генератора 30 м и, следовательно, период 0,1 μ сек, то время ускорения равно 5 μ сек. Эта оценка показывает, что время ускорения достаточно велико и должно учитываться. Тот же вывод можно сделать, рассматривая длину пути иона в камере циклотрона. Если число обращений иона 50—100, то общая длина пути порядка сотен метров. Хотя этот путь проходит ионом с большой энергией, но длина пути настолько велика, что время ускорения нельзя считать очень малым. Однако вычислить его невозможно благодаря неопределённости величины ускоряющего напряжения, поэтому нужно или отмечать момент попадания дейтронов на мишень, или измерять непосредственно это запаздывание. Практически применяется последний способ, так как длительность ускорения ионов не является единственной причиной запаздывания.

Второй причиной является процесс замедления нейтронов. В самом деле, нейтроны с энергией порядка 1 eV не выходят непосредственно из мишени циклотрона, а образуются в результате многократных столкновений первичных нейтронов с ядрами замедлителя. Нетрудно показать, что время замедления нейтрона от начальной энергии 1 MeV до энергии 0,1 eV в парафине составляет около 4 μ сек и, вообще говоря, должно учитываться.

Помимо этих причин, относящихся к процессу получения нейтронов в источнике, нужно учесть ещё одно обстоятельство. Момент попадания нейтрона в детектор в действительности всегда отличается от того момента, когда зарегистрирован соответствующий импульс благодаря неизбежным затягиваниям импульса в регистрирующей аппаратуре. Это затягивание связано с тем, что импульсы регистрирующего прибора имеют конечную скорость нарастания. Между тем на некоторой ступени усиления неизбежно применяется обрезание импульсов снизу для удаления шумов, которое и вносит запаздывание, по крайней мере равное времени нарастания фронта импульса до обрезанной величины. Величина такого запаздывания определяется устройством детектора и усилителя. В первых опытах Бекера и Бечера в 1941 г. по оценке авторов оно было равно 25 μ сек. В дальнейшем, однако, и в этой лаборатории и в Колумбийском университете благодаря усовершенствованиям регистрирующей аппаратуры это время было снижено до единиц или даже долей микросекунды. Для того чтобы оценить значение этих времён запаздывания, мы приводим заимствованную из работы Райнвогера и Хавенса¹⁶ таблицу I, в которой даны различные величины, характеризующие

нейтроны разных энергий, в том числе время замедления от начальной энергии 7 MeV и время полёта на расстояние 1 м.

Следует учесть, что в большинстве опытов расстояние между источником и детектором составляло несколько метров, например, 5,4, а позднее 6,2 м в селекторе Колумбийского университета. Но даже при этом условии запаздывание составляет заметную величину по сравнению со временем полёта нейтронов не очень малых энергий.

Таблица I

Энергия в eV	Скорость в см/сек	Время полёта в мсек/м	Длина волны в Å	Среднее число столк- новений в парафине для замед- ления от 7 MeV	Предпо- лагаемый средний пробег в см	Время замедле- ния в мсек
10^6	$1,38 \cdot 10^9$	0,0723	0,0003	2	4	0,005
10^5	$4,38 \cdot 10^8$	0,229	0,001	4	1,3	0,01
10^4	$1,38 \cdot 10^8$	0,723	0,003	7	0,8	0,03
10^3	$4,375 \cdot 10^7$	2,29	0,0091	9	0,7	0,06
10^2	$1,384 \cdot 10^7$	7,23	0,0286	11	0,7	0,2
10	$4,375 \cdot 10^6$	22,9	0,0905	14	0,7	0,7
1	$1,384 \cdot 10^6$	72,3	0,286	16	0,7	2
10^{-1}	$4,375 \cdot 10^5$	229	0,905	18	0,4	4
10^{-2}	$1,384 \cdot 10^5$	723	2,86	21	0,2	9
10^{-3}	$4,38 \cdot 10^4$	2286	9,05	23	0,2	20

Уже в 1941 г. Бекер и Бечер применяли непосредственно экспериментальное определение времени запаздывания. В дальнейших работах эта практика укоренилась и учёт запаздывания проводился с достаточно высокой точностью. Способы измерения несколько отличаются в разных работах. Нужно измерить интенсивность источника нейтронов, как функцию времени, отсчитываемого от момента открытия ионного источника. Чтобы исключить из измерений время полёта, иногда подносят детектор непосредственно к источнику, иногда же ставят детектор быстрых нейтронов на том же месте, где обычно стоит детектор медленных. Для быстрых нейтронов время полёта очень мало и практически не искажает результатов измерений. Возле источника можно ставить и детектор медленных нейтронов, но его нужно защитить от тепловых нейтронов, которые могут долго существовать в толще замедлителя. Об этом мы подробнее скажем позднее, а пока ограничимся лишь этим замечанием.

Если настроить и ионный источник, и детектор на одинаковую и достаточно малую ширину открывающего импульса, то измеряемая интенсивность должна быть максимальной, когда задержка равна времени запаздывания, и быстро сладать до нуля при увеличении или

уменьшении задержки. В качестве примера на рис. 5 мы приводим кривую, снятую Джонсом²² на селекторе Корнельского университета в следующих условиях. На расстоянии 3 м от источника вместо обычно употребляющейся ионизационной камеры с BF_3 ставится камера, наполненная бутаном, регистрирующая быстрые нейтроны по протонам отдачи. Ширина открывающего импульса и на ионном источнике, и на детекторе 5 $\mu\text{сек}$. При этом убрана вода, окружающая обычно источник в качестве замедлителя, и регистрируются быстрые нейтроны,

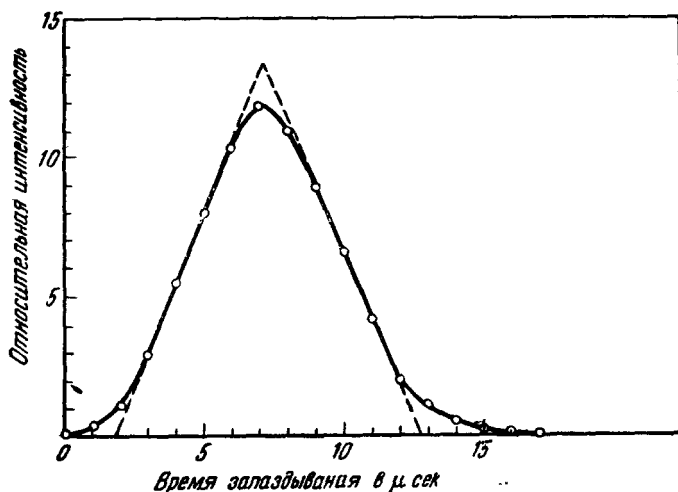


Рис. 5. Кривая запаздывания быстрых нейтронов при ширине открывающих импульсов на источнике и детекторе 5 $\mu\text{сек}$.

идущие непосредственно из мишени, следовательно, не учитывается время замедления. Число нейтронов, регистрируемых камерой, равно нулю при одновременном открывании источника и детектора, затем, при введении и увеличении задержки, сначала возрастает, становится максимальным при задержке, равной 7,4 $\mu\text{сек}$ и наконец спадает, образуя кривую, близкую по форме к треугольнику. Идеальный треугольник должен получаться при прямоугольном импульсе и на источнике, и на детекторе и в отсутствии флуктуаций во временах запаздывания. Хвосты кривой Джонс объясняет флуктуациями времени ускорения ионов в циклотроне. Положение максимума, очевидно, и определяет время запаздывания, которое на основании этого измерения учитывается в дальнейшем в качестве поправки при определении времени полёта, причём для разных энергий нейтронов делается ещё расчётным путём поправка на время замедления (1,5 $\mu\text{сек}$ для 1 eV).

Райнвотер, Хавенс, Ву и Даннинг¹⁸ в Колумбийском университете снимали аналогичную кривую, помещая обычно употребляемый пропорциональный счётчик, наполненный BF_3 , непосредственно возле по-

верхности парафина, служащего источником, и окружая счётчик слоем карбида бора (B_4C), который экранирует от долгоживущих тепловых нейтронов. Полученное ими время запаздывания равно 11 $\mu\text{сек.}$ В этих условиях регистрируются уже не первичные быстрые нейтроны, а вероятно, нейтроны с энергией порядка нескольких eV и, следовательно, учитывается некоторое усреднённое время замедления.

Значительно сложнее вопрос учёта запаздывания тепловых нейтронов. Дело в том, что уже после замедления тепловые нейтроны могут ещё долго находиться в толще замедлителя, прежде чем выйдут через лицевую поверхность в направлении детектора. Время жизни нейтронов в замедлителе определяется, во-первых, его размерами и формой, во-вторых, вероятностью захвата. Известно, что в больших блоках парафина среднее время жизни нейтрона порядка 200 $\mu\text{сек.}$ Как видно из таблицы I, это время того же порядка величины, что и время полёта быстрой части тепловых нейтронов. Ясно, что вследствие этого результаты измерений могут быть сильно искажены. Попытка учесть эти искажения путём расчёта сделана Бекером и Бечером¹⁰. Но вследствие сложности задачи, связанной с учётом процесса замедления и спектра нейтронов, расчёты оказываются ненадёжными и только ориентировочными. Практическим выходом из этого затруднения является искусственное сокращение времени жизни до таких пределов, когда оно становится допустимым с точки зрения точности измерений. Очевидно, что для сокращения времени жизни нужно или уменьшать размеры (скажем, толщину) замедлителя или вводить в него поглотители тепловых нейтронов. В разных опытах были использованы оба пути.

Отметим, прежде чем разбирать различные способы устройства источника, что с помощью селектора время жизни может быть очень хорошо измерено. Для этого, очевидно, нужно детектор тепловых нейтронов поместить или внутри замедлителя, или по крайней мере возле поверхности его и считать число импульсов как функцию задержки. Так как число импульсов пропорционально (для стабильного спектра) количеству (плотности) нейтронов в замедлителе, а это количество будет экспоненциально убывать со временем после того, как образование нейтронов прекратилось, то снятая экспонента непосредственно даёт среднее время жизни, как время, соответствующее спадаанию в e раз.

В Корнельском университете внешняя мишень циклотрона заключалась в большой блок парафина приблизительно прямоугольной формы $20 \times 40 \times 20 \text{ см}^3$ или такой же блок с водой. Измерения¹¹ с помощью селектора показали, что среднее время жизни нейтронов в таком блоке равно 123 $\mu\text{сек.}$ Для уменьшения времени жизни использовался следующий приём. Лицевая сторона блока покрывалась листом кадмия толщиной 0,43 г/см^2 , который поглощал все тепловые нейтроны, но пропускал нейтроны с энергией выше 0,4—0,5 eV . Поверх кадмия накладывался слой парафина толщиной 1,6 см , кото-

рый замедлял прошедшие через кадмий нейтроны, но не мог их долго удерживать. Для такого устройства, напоминающего слоёный пирог, среднее время жизни оказалось равным 33 $\mu\text{сек}$. По предложению Ферми была испытана^{11,12} в качестве замедлителя вода с различной концентрацией растворённого в ней бора, но без кадмия и парафина над лицевой поверхностью. При ёмкости водяного бака в 11 литров измерения среднего времени жизни дали следующие результаты:

в чистой воде	107 $\mu\text{сек}$,
в растворе 1 г B_2O_3 на литр воды	70 $\mu\text{сек}$,
„ „ 7,3 г B_2O_3 на литр воды	43 $\mu\text{сек}$,
„ „ 13,7 г $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ на литр воды	50 $\mu\text{сек}$.

В Колумбийском университете с целью выигрыша в общем выходе нейтронов применялась внутренняя (помещённая внутри камеры между дуантами) берилиевая мишень. В качестве замедлителя использовалась парафиновая плита в фанерной коробке, помещённая непосредственно возле камеры циклотрона между мишенью и детектором. Измерения времени жизни нейтронов были проведены¹⁶ для двух толщин парафина (с учётом фанеры) и получены следующие результаты:

при толщине 3,2 см	45 $\mu\text{сек}$,
6,8 см	100 $\mu\text{сек}$.

Хотя выход тепловых нейтронов был наибольшим при толщине парафина 4,5 см, применялся слой толщиной 2,6 см. Позднее¹⁸ был использован более тонкий слой парафина, в котором время жизни принято равным 30 $\mu\text{сек}$, но толщина его не указана.

При пониженном таким путём времени жизни поправка оказывалась уже не очень большой и могла вводиться приближённо. Например, Райнвотер и Хавенс просто вычитают это время из измеренного при определении времени полёта и считают разрешающую способность селектора в области тепловых нейтронов ухудшенной на соответствующую величину, а в промежуточной области интерполируют поправку, которая для нетепловых нейтронов сводится к времени замедления. При расстоянии между источником и детектором, равном 6,2 м, их поправка для тепловых нейтронов составляет 4,5 $\mu\text{сек}/\text{м}$, т. е. порядка процента. Этого уже достаточно при практически достижимой разрешающей способности.

Детектор

Так как функции модуляции чувствительности осуществляются не в самом детекторе, а в усилительной аппаратуре, и детектор может находиться непрерывно в рабочем состоянии, к нему не предъявляют никаких специфических требований. Любой детектор, регистрирующий момент прибытия нейтрона, в данном случае пригоден для измерений.

В большинстве лабораторий, в том числе и в Корнельском университете, использовались ионизационные камеры, наполненные BF_3 . В Колумбийском университете все работы проведены с пропорциональными счётчиками, также наполненными BF_3 . Для увеличения чувствительности к нейтронам в последнее время те и другие приборы наполняются газом, обогащённым активным изотопом бора B^{10} .

С точки зрения чувствительности, вероятно, более удобны ионизационные камеры, так как они могут работать при больших давлениях газа. Создание же большого давления в пропорциональных счётчиках приводит к увеличению рабочего напряжения и трудностям стабилизации. Например, при счётчиках, наполненных BF_3 , диаметром 5 см и давлении 50 см Hg, применялось рабочее напряжение 3700 в и, чтобы избавиться от импульсов утечки по влажной поверхности, пришлось обдуть счётчики непрерывным потоком сухого воздуха.

Увеличение чувствительности за счёт рабочей длины приборов, которое на первый взгляд вполне возможно при работе с пучком, оказывается недопустимым, так как вводит лишнюю неопределённость в длину пути нейтрона. Очевидно, что рабочая длина счётчика должна учитываться при оценке разрешающей способности селектора. В связи с этим упомянутые счётчики диаметром 5 см имели длину, равную всего лишь 10 см.

Пропорциональные счётчики, однако, удобнее ионизационных камер тем, что требуют менее сложной усилительной аппаратуры и, в частности, значительно проще позволяют получать круто нарастающий импульс, что очень существенно для борьбы с запаздыванием, рассмотренным выше.

Чувствительность счётчиков*), наполненных BF_3 , к нейтронам разных энергий, очевидно, определяется зависимостью сечения захвата нейтрона бором от энергии, так как регистрация нейтронов обязана процессу $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$, который следует за захватом и даёт сильно ионизирующие α -частицу и Li^7 . Известно и наиболее точно установлено именно опытами с селекторами, что сечение бора пропорционально $\frac{1}{v} \sim E^{-1/2}$ (v и E соответственно — скорость и кинетическая энергия нейтрона). Значит и чувствительность счётчиков в первом приближении также пропорциональна $E^{-1/2}$. Это первое приближение тем лучше, чем меньше чувствительность, т. е. чем менее заметно ослабление пучка при прохождении счётчика. При заметном ослаблении чувствительность будет более сложной функцией энергии. Легко видеть, что эта функция имеет вид:

$$\epsilon(E) = 1 - e^{-n\sigma_0 x} = 1 - e^{-\frac{n\sigma_0 x}{E^{1/2}}},$$

где ϵ — чувствительность, n — число атомов бора в единице объёма

*) Мы будем в дальнейшем для краткости говорить счётчики, имея в виду также и камеры.

счётчика, $\sigma = \frac{\sigma_0}{E^{1/2}}$ — сечение захвата для нейтрона с энергией E , σ_0 — сечение для нейтрона единичной энергии, x — рабочая длина счётчика. Ясно, что это обстоятельство должно, вообще говоря, учитываться при измерениях, так как, например, в счётчиках с BF_3 при давлении 50 см Hg и длине 10 см, если считать бор стопроцентно обогащённым изотопом B^{10} , ослабление достигает 60% для средних тепловых нейтронов, а точно вычисленная эффективность отличается от вычисленной без учёта ослабления на 20%*).

Для защиты от рассеянных нейтронов детектор обычно окружался большими толщинами кадмия, бора и парафина с отвердителем только в направлении источника. Помимо этой защиты, непосредственно окружающей счётчик, создавался коллимирующий канал из тех же веществ. Удовлетворительность коллиматора проверялась специальными опытами, в которых пучок закрывался толстым слоем бора. В большинстве опытов эти измерения показали, что фон от рассеянных нейтронов ничтожно мал, и коллиматор вполне надёжен.

В процессе измерений счётчик был всё время под напряжением и регистрировал нейтроны независимо от времени их прохождения. Один из каналов усилителя регистрировал все нейтронные импульсы с помощью пересчётных схем и, следовательно, измерял общую интенсивность нейтронов, проинтегрированную по всем временам полёта.

Для регистрации нейтронов с заданным временем полёта импульсы того же счётчика подавались после предварительного усиления и выравнивания на специальные каналы, число которых в последних работах в Корнельском университете достигало 12, а в Колумбийском университете — 16. Здесь, кроме того, применялись одновременно два счётчика и фактически регистрация нейтронов велась сразу по 32 каналам, не считая интегрирующих.

Каждый канал настраивался на определённую свою собственную задержку и регистрировал нейтроны с определённым временем полёта. Этот отбор импульсов по времени их поступления в канал осуществлялся при помощи хорошо известных схем совпадений. На одну из ветвей схемы совпадений поступали все импульсы счётчика, прошедшие предварительное усиление, на другую — управляющие импульсы, настроенные на определённую задержку, соответствующую заданной энергии. Если схема совпадений не получала управляющего импульса, то и импульс счётчика не мог пройти на следующие каскады схемы. Таким образом, после каскада совпадений шли уже импульсы счётчика, отобранные по времени. Само оформление схемы совпадений несколько варьировало в разных работах, но это уже не существенно.

*) Райнвотер, Хавенс, Ву и Даннинг, работавшие с такими счётчиками, не упоминают об учёте этого обстоятельства, но и не указывают степень обогащения бора.

Применение большого числа каналов, каждый из которых заканчивался собственным механическим счётчиком, естественно, очень сильно сократило время измерений, позволило получить большую точность результатов и распространить измерения на большее число объектов.

Синхронизирующие устройства

Для управления периодическими выстрелами источника, открывающими импульсами усилительных каналов и их взаимным смещением (задержкой) обычно вырабатывается некоторая ведущая частота, относительно которой соответственно настраиваются все элементы схемы. В первом опыте Бекера и Бечера¹⁰ такая частота подавалась в виде синусоидального напряжения генератора на 400 циклов. С этой частотой повторялись все рабочие импульсы, а задержка регулировалась смещением по фазе.

В дальнейшем в Корнельском и в Колумбийском университетах применялся иной способ управления, более совершенный. Ведущая частота вырабатывалась генератором на 100 килоциклов (50 килоциклов в Корнельском университете) с кварцевым стабилизатором. Стабилизация частоты необходима для сохранения постоянства шкалы времени. Путём деления этой частоты в нескольких каскадах пересчётных схем и применением некоторых дополнительных устройств обеспечивалась возможность выработать прямоугольный импульс на ионный источник и на все каналы усилителей и менять длительность этого импульса и задержку скачками не меньше 5 $\mu\text{сек}$ (полупериод генератора). Последняя модель селектора Колумбийского университета представляет собой систему с довольно сложной схемой управления. Представление об этой схеме можно получить из рис. 6, который изображает диаграмму блоков управления. Слева сверху изображён генератор на 100 килоциклов, от которого импульсы, предварительно сделанные прямоугольными, подаются, с одной стороны, на генератор 5 $\mu\text{сек}$ импульсов, с другой — на десять последовательных пересчётных схем 1:2. С различных ступеней этой цепи пересчётных схем снимаются при помощи ключей *A*, *B*, *C*, *D* сигналы на схемы, передающие импульсы управления на источник и детектор.

Импульсы с пропорциональных счётчиков, пройдя через усилители и обрезающие, поступают с одной стороны на интегрирующие счётчики (через соответствующие пересчётные схемы), с другой — на 16 каналов, отбирающих импульсы по времени. Каждый канал оканчивается пересчётной схемой 1:16 и механическим счётчиком. Переключатели и другие элементы управления выведены на пульт (большой прямоугольник справа), где кроме того смонтирован экран осциллографа, позволяющего визуальнo контролировать работу схемы. Развёртка осциллографа синхронизирована с ведущей частотой.

С помощью переключателей селектор легко перестраивается на любую ширину импульса, любую задержку и любой период

повторения в пределах от 5 $\mu\text{сек}$ до 10 240 $\mu\text{сек}$, причём каждое время удваивается при переходе на следующую ступень.

При исследованиях нейтронов со временем полёта (на расстояние 6,2 м) меньше 640 $\mu\text{сек}$ применялся период цикла повторения импульсов 1280 $\mu\text{сек}$. Для того чтобы не пропустить к детектору медленные нейтроны от предыдущих циклов, пучок фильтровался через толстый слой кадмия, поглощавший практически все нейтроны со временем полёта большим 800 $\mu\text{сек}$. Для времён полёта меньше 1280 $\mu\text{сек}$ при-

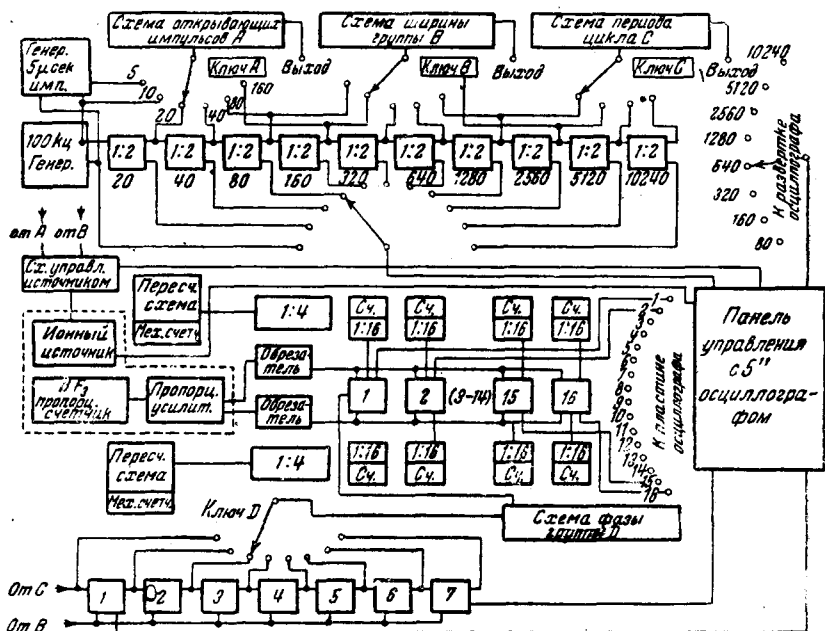


Рис. 6. Схема блоков управления селектора Колумбийского университета.

менялся период цикла 5120 $\mu\text{сек}$. При этом медленные нейтроны от предыдущих циклов отфильтровывались тонким слоем ртути. Для времён полёта от 1280 до 5120 $\mu\text{сек}$ период цикла сохранялся 5120 $\mu\text{сек}$, но ртутный фильтр убирался. Для больших времён полёта применялся период цикла 10 240 $\mu\text{сек}$. Ширина открывающих импульсов на источнике и на всех каналах детектора всегда устанавливалась одинаковой, а именно 5, 10 и 20 $\mu\text{сек}$ при периоде цикла 1280 $\mu\text{сек}$, 20, 40, 80 и 160 $\mu\text{сек}$ в зависимости от времени полёта изучаемых нейтронов при больших периодах цикла. Соседние каналы настраивались на смежные интервалы задержки. Например, если импульс на первом перекрывал время задержки от 0 до 5 $\mu\text{сек}$, то на втором — от 5 до 10 $\mu\text{сек}$ и т. д., на шестнадцатом — от 155 до

160 $\mu\text{сек}$ и, следовательно, все шестнадцать каналов давали одновременно шестнадцать точек на кривой, соответствующей временам полёта от 0 до 160 $\mu\text{сек}$.

Последняя модель селектора Корнельского университета аналогичным способом настраивалась на 12 измерительных каналов.

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ СЕЛЕКТОРОВ

Вследствие конечной ширины импульсов, открывающих источник и детектор, селектор регистрирует не строго монохроматические нейтроны. В самом деле, если ширина импульсов на источнике и детекторе одинакова и равна τ , а начала (или середины) разделены интервалом t_e , то среди зарегистрированных нейтронов может оказаться такой, который из источника вышел перед самым моментом закрытия, а на детектор пришёл сразу же после его открытия. Для такого нейтрона действительное время полёта равно $t_e - \tau$. Наоборот, нейтрон, вышедший из источника в самом начале, а на детектор, пришедший в самом конце импульса, будет иметь время полёта $t_e + \tau$. Очевидно, что и нейтроны со всеми промежуточными временами полёта также могут регистрироваться. Следовательно, настроенный на задержку t_e селектор регистрирует нейтроны со всеми временами полёта, заключёнными в интервале $t_e - \tau < t < t_e + \tau$. Легко видеть, что вероятность регистрации максимальна для нейтронов со временем полёта, равным настроенной задержке t_e и, если открывающие импульсы прямоугольны, убывает в обе стороны линейно, достигая нуля на краях интервала, если детектор одинаково чувствителен ко всем нейтронам в этом интервале. Иначе говоря, проникаемость селектора как функция времени полёта нейтронов изображается равнобедренным треугольником, основание которого равно 2τ , а положение вершины соответствует времени t_e . Этот треугольник, характеризующий разрешающую способность, обычно приводится на графиках, изображающих результаты измерений.

Непосредственно очевидно, что разрешающая способность селектора тем лучше, чем больше время полёта нейтронов, т. е. чем меньше их энергия. Наоборот, при изучении нейтронов с малым временем полёта, когда ширина интервала 2τ становится сравнимой с этим временем полёта, энергетическая ширина интервала становится большой, а разрешающая способность слабой. Зависимость регистрируемого интервала энергий ΔE от времени полёта или энергии изучаемых нейтронов может быть получена непосредственно дифференцированием формулы

$$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2} \frac{l^2}{t^2};$$

$$\Delta E = \frac{E^{3/2}}{\sqrt{ml^2}} \Delta t = \frac{2E}{t} \Delta t.$$

Отсюда видно, что, при заданном Δt , ΔE растёт с энергией как $E^{3/2}$, а относительная ширина $\frac{\Delta E}{E}$ — как $E^{1/2}$. Для наглядной иллюстрации разрешающей способности мы приводим таблицу II, в которой абсолютная и относительная ширина регистрируемого интервала даны в предположении, что $\Delta t = 2\tau = 10$ мек, что соответствует минимальной практически применявшейся ширине модулирующих импульсов, а $l = 5$ м.

Т а б л и ц а II

Энергия нейтрона	10^{-2}	10^{-1}	1	10	10^2	10^3
ΔE в eV	$0,55 \cdot 10^{-4}$	$1,75 \cdot 10^{-3}$	0,055	1,75	55,3	$1,75 \cdot 10^3$
$\frac{\Delta E}{E}$ в %	0,55	1,75	5,53	17,5	55,3	175

Из таблицы видно, что в области тепловых нейтронов (с энергией около 0,04 eV) $\frac{\Delta E}{E}$ порядка одного процента, т. е. разрешающая способность достаточно велика и практически вполне возможно уве-

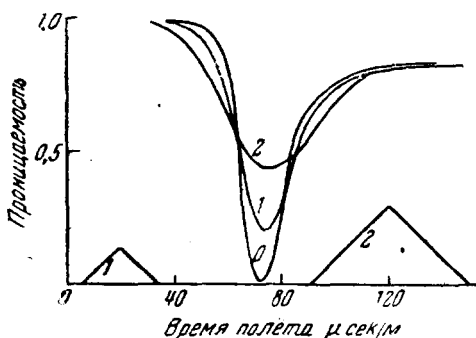


Рис. 7. Кривая прозрачности при $E_0 = 1$ eV и $\Gamma = 0,2$ eV и её искажения благодаря конечной разрешающей способности.

личить ширину импульсов, чтобы получить большую интенсивность нейтронов. Но уже при энергии 10 eV ΔE превышает 1 eV. Это означает, что при энергии такого порядка резкие изменения в интенсивности не могут быть точно изучены. Например, форма линий резонансного поглощения нейтронов, имеющих обычную ширину порядка 0,1 eV, может быть определена достаточно хорошо при резонансной энергии порядка долей eV, но при больших энергиях окажется искажённой.

Влияние разрешающей способности на форму исследуемой кривой рассматривалось Бекером и Бечером в работе 1941 г. Результаты их вычислений, представленные в виде графиков, мы приводим на рис. 7, 8 и 9. Рис. 7 и 8 изображают форму кривой прозрачности $T(E) = e^{-\sigma n}$ образца, резонансно поглощающего нейтроны с энергией 1 eV (n — число атомов на единицу поверхности образца). Если

сечение захвата нейтронов ядрами образца следует резонансной формуле Брейта-Вигнера

$$\sigma(E) = \sigma_0 \left(\frac{E_0}{E} \right)^{1/2} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4(E - E_0)^2},$$

где E_0 — резонансная энергия, σ_0 — резонансное сечение, а Γ — ширина уровня, и ослабление пучка идёт только за счёт захвата, то $T(E)$ изобразится кривыми со значком 0 на рис. 7 и 8.

Получить эти кривые экспериментально можно лишь при высокой разрешающей способности. Если разрешающая способность не очень хороша, то экспериментальные кривые будут иметь искажённую форму, причём тем более искажённую, чем хуже разрешающая способность. Значками 1 и 2 на тех же рисунках обозначены кривые, которые должны получаться при разрешающей способности, соответствующей треугольникам, обозначенным теми же значками 1 и 2. По оси абсцисс отложено время полёта нейтронов в микросекундах на метр, и основания

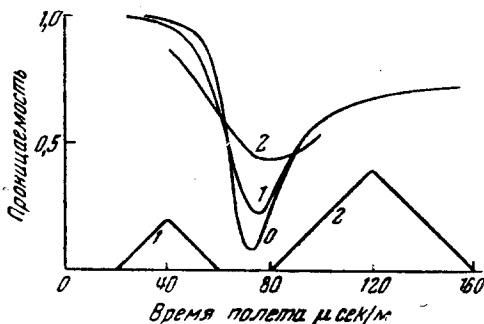


Рис. 8. Кривая проникаемости при $E_0 = 1$ eV и $\Gamma = 0,4$ eV и её искажения благодаря конечной разрешающей способности.

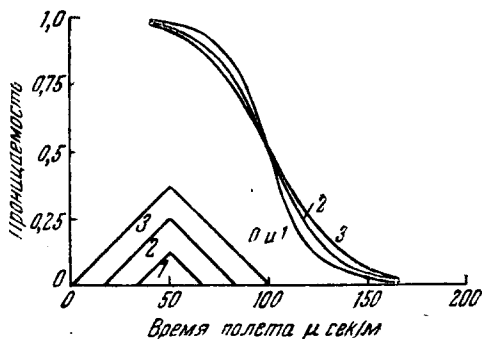


Рис. 9. Искажения экспоненциальных кривых благодаря конечной разрешающей способности.

сечения. Положение резонанса, однако, смещается незначительно и всегда в сторону меньших энергий. Это обусловлено асимметрией резонансной кривой. Вследствие этого приведённые ниже кривые резонансного поглощения нейтронов с энергиями больше

да на метр, и основания треугольников равны удвоенной ширине модулирующих импульсов, т. е. изображают интервал регистрируемых времён полёта. Предполагается, что импульс на источнике равен по ширине импульсу на детекторе.

Сравнение кривых 0, 1 и 2 показывает, что при низкой разрешающей способности, благодаря искажению резонансной кривой, невозможно определить ни действительную ширину её, ни значение резонансного

1—5 eV изображают не истинную форму резонансных линий поглощения, а экспериментально искажённую. Действительная ширина линий, как правило, меньше, а резонансное сечение больше (соответственно истинная проницаемость меньше). Иначе говоря, экспериментальные кривые дают верхний предел ширины и нижний предел резонансного сечения, причём истинные значения могут отличаться от этих пределов в десятки или даже сотни раз.

Рис. 9 иллюстрирует влияние разрешающей способности на ход спадающей части кривой проницаемости. Исходная кривая со значком 0 представляет собой графическое изображение функций $A(2 - e^{-\alpha t})$ и $Be^{-\alpha t}$, соединённых при значении 0,5 путём подбора постоянных. Значение цифр 1, 2, 3 и треугольников — то же, что и на предыдущих кривых. Кривая 1, совпадающая с кривой 0, соответствует ширине модулирующего импульса, равной «постоянной распада» приведённых экспонент, т. е. $\tau = \frac{1}{\alpha}$, остальные — соответственно

удвоенной и утроенной ширине импульса. Как и следовало ожидать, ухудшение разрешающей способности приводит к уменьшению крутизны спадающего (или возрастающего) участка кривой.

Помимо этого Бекер и Бечер указывают, что разрешающая способность не влияет на ход простой экспоненты — получается экспонента с тем же «периодом распада». Очевидно, что прямая (наклонная или горизонтальная) также передаётся без искажений.

СПЕКТРЫ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Известно, что в достаточно большом объёме вещества, слабо поглощающего нейтроны, достигается тепловое равновесие между нейтронами и атомами вещества, аналогичное тепловому равновесию между раствором и растворителем. Но в случае «нейтронного раствора» тепловое равновесие не является идеальным и распределение по энергиям нейтронов должно отличаться от максвелловского распределения атомов «растворителя». Это отличие спектра нейтронов от максвелловского обусловлено, во-первых, наличием быстрых нейтронов, из которых тепловые образуются в результате многократных столкновений, во-вторых, процессом поглощения и, следовательно, ограниченным временем жизни нейтронов, в-третьих, конечностью размеров вещества и, наконец, в-четвёртых, неравенством условий обмена энергией с атомами для нейтронов разных скоростей.

Теоретический учёт искажающего влияния этих факторов оказывается очень сложным и вычисление реального спектра нейтронов практически невозможно. Между тем знание этого спектра представляет большой и теоретический, и практический интерес.

До появления селекторов не было никакой возможности исследовать спектры медленных нейтронов. Опыты, обнаружившие температурный эффект²³, дали лишь качественное доказательство наличия

нейтронов с тепловыми скоростями. И только при помощи селекторов было найдено действительное распределение по скоростям тепловых и смежных более быстрых нейтронов.

Способ изучения спектра нейтронов при помощи селектора очевиден. Измеряется число импульсов детектора как функция задержки. Если разрешающая способность достаточна, то это число импульсов определяет число нейтронов, как функцию времени полёта. Речь идёт, конечно, о числе нейтронов, прошедших через детектор, т. е. о спектре нейтронов в пучке. Для перехода от числа импульсов к числу прошедших через детектор нейтронов следует учесть зависимость чувствительности детектора от скорости. Так как детектором служит прибор, наполненный BF_3 , то чувствительность его пропорциональна $\frac{1}{v}$ (без учёта ослабления пучка в самом детекторе).

Следовательно, если непосредственно снятый экспериментально спектр числа импульсов изображается функцией $f(v)$, то спектр нейтронов в пучке будет $v \cdot f(v)$. Но этой же функцией $v f$ изображается поток нейтронов через любую поверхность, в том числе и через любое сечение детектора, если пространственная плотность нейтронов разных скоростей задана функцией f . Это означает, что благодаря специфическим свойствам детектора (чувствительность пропорциональна $\frac{1}{v}$)

спектр числа зарегистрированных импульсов одинаков со спектром нейтронов в объёме замедлителя, поверхность которого используется в качестве источника нейтронов. Впрочем, это заключение действительно только в таких пределах, в каких одинакова средняя глубина, из которой нейтроны выходят через поверхность, претерпев перед этим последнее столкновение. Эта глубина, очевидно, пропорциональна, а в случае направления, нормального к поверхности, просто равна среднему пробегу. Если замедлителем является парафин, то, как видно из таблицы I, условие постоянства глубины не соблюдается даже для всей области тепловых нейтронов и тем более при переходе от тепловых нейтронов к более быстрым, так как пробег возрастает с энергией. Данные таблицы I относительно пробегов хотя и не являясь очень точными, но в написанном первом знаке после запятой несомненно справедливы, так как пробег в парафине хорошо известен, с одной стороны, для основной группы тепловых нейтронов, с другой — для нейтронов с энергией выше 1 эВ. Очевидно, спектр нейтронов в воздухе за пределами поверхности парафина, в том числе и в окрестности детектора, должен быть по сравнению со спектром в глубине парафина обогащён теми нейтронами, для которых пробег и, следовательно, глубина выхода, больше, т. е. быстрыми нейтронами. Это обстоятельство также должно учитываться при интерпретации экспериментально полученного спектра импульсов.

Несмотря на эти соображения, указывающие на несомненное отличие спектра нейтронов от максвелловского, сопоставление с

максвелловским спектром имеет смысл, во-первых, для оценки величины искажений, во-вторых, для определений средней энергии тепловых нейтронов через параметры максвелловского распределения. При этих сопоставлениях удобно изображать распределение Максвелла как функцию времени полёта, отнесённую к интервалу времени, так как практически число зарегистрированных импульсов относится к одинаковому интервалу времени, определяемому заданной шириной

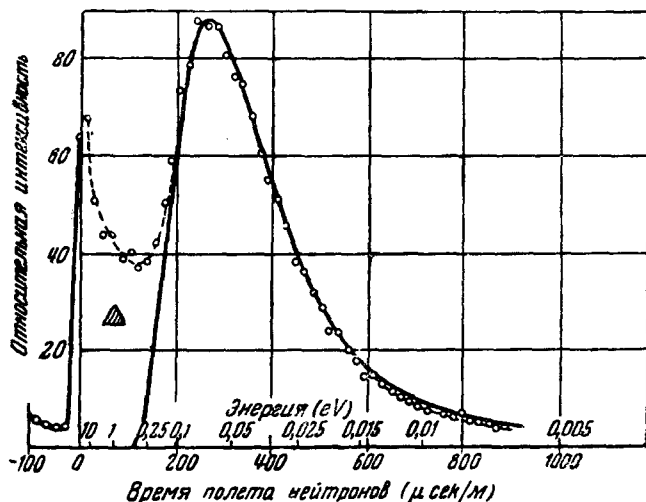


Рис. 10. Распределение медленных нейтронов из «тонкого» слоя (2,6 см парафина и 0,6 см фанеры). Сплошная линия соответствует максвелловскому распределению при 430° К.

открывающих импульсов. В результате соответствующего преобразования формула Максвелла

$$N(v) = v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$$

превращается в:

$$F(t) = Ct^{-4} e^{-\frac{ml^2}{2kTt^2}}.$$

Здесь C — постоянная, l — расстояние между источником и детектором, t — время полёта, T — абсолютная температура, которая не обязательно совпадает с реальной температурой испускающего нейтроны замедлителя (в частности парафина), но может быть подобрана так, чтобы последняя формула наилучшим образом совпадала с экспериментально полученным распределением.

Первые измерения спектра нейтронов при помощи селектора-модулятора в интервале скоростей от 10^5 до 10^6 см/сек, что соответствует энергиям от 0,005 до 1 eV, произвели Мэнли, Хаворс и

Любке¹⁴ в Иллинойском университете. Их работа выполнена в 1941 г., хотя опубликована в 1946 г. Источником нейтронов служила поверхность парафинового куба со стороной 14 см, окружавшего мишень высоковольтной трубки, в которой реакцией $D(d, n)He^3$ получались нейтроны с начальной энергией около 2,5 MeV. Измерения показали, что распределение нейтронов близко к максвелловскому,

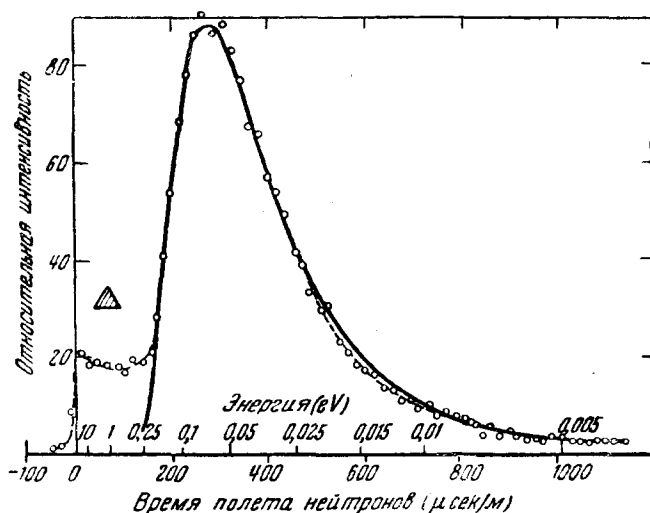


Рис. 11. Распределение медленных нейтронов из «толстого» слоя (6,2 см парафина и 0,6 см фанеры). Сплошная линия соответствует максвелловскому распределению при 390° К.

соответствующему температуре 400° К. Но и по сравнению с этим распределением наблюдается избыток нейтронов со скоростями больше $3,5 \cdot 10^5$ см/сек (энергия 0,06 эВ), понятный с точки зрения сказанного выше.

Более точные измерения проведены Райнвотером и Хавенсом¹⁶ в Колумбийском Университете в 1942 г. Источником нейтронов здесь служила поверхность парафиновой плиты, заключенной в фанерную коробку и поставленной возле камеры циклотрона. Внутренняя толстая бериллиевая мишень циклотрона бомбардировалась дейтонами с энергией 8 MeV. Следовательно, первичные нейтроны, попадавшие на парафин со стороны мишени, имели довольно сложный спектральный состав, но, во всяком случае, обладали энергиями в несколько MeV вплоть до 12. В работе приведены спектры нейтронов, соответствующие двум различным толщинам парафиновых плит. На рис. 10 и 11 мы воспроизводим результаты измерений, опубликованные авторами. На рис. 10 точками изображается экспериментально полученный спектр нейтронов при толщине парафина 2,6 см и фанеры 0,6 см; пунктирная кривая проведена по экспериментальным

точкам, сплошная кривая соответствует максвелловскому распределению при температуре 430°К . Эта температура подобрана, как дающая наилучшее совпадение максвелловской кривой с экспериментальными точками.

Рис. 11 изображает аналогичные результаты для толщины парафиновой плиты 6,2 см и фанеры 0,6 см. Здесь экспериментальное распределение лучше всего отвечает максвелловскому при температуре 390°К . Мы видим снова резкое отличие реального спектра от максвелловского в области малых времён полёта, т. е. в области больших скоростей. Естественно, что это отличие тем больше, чем меньше толщина парафина. Но в довольно широкой области тепловых скоростей экспериментальный спектр хорошо согласуется с максвелловским, соответствующим повышенной температуре. Если на этом основании приписывать тепловым нейтронам соответствующую температуру, то можно сказать, что температура нейтронов для описанных конфигураций источника оказывается на 30—40% выше реальной температуры парафина. Между тем во всех прежних опытах с нейтронами использовались аналогичные условия замедления и предполагалось, что тепловые нейтроны (точнее нейтроны, поглощаемые кадмием — *C*-нейтроны) имеют максвелловское распределение, соответствующее температуре парафина. В частности, на этом предположении был основан метод определения энергии резонансно поглощаемых нейтронов по сечению поглощения их бором. Суть этого метода состоит в том, что измеряются экспериментально сечения бора, с одной стороны, для резонансных нейтронов, с другой — для тепловых. Сравнивая эти сечения и имея в виду, что сечение бора пропорционально $\frac{1}{v} \sim E^{-\frac{1}{2}}$, можно определить энергию резонансных нейтронов по очевидной формуле:

$$E_{\text{рез}} = \frac{\sigma_{\text{т}}^2}{\sigma_{\text{рез}}^2} E_{\text{т}}.$$

Входящая в эту формулу энергия тепловых нейтронов $E_{\text{т}}$ и принималась на основе предположения о максвелловском распределении с реальной температурой. Благодаря тому, что сечение бора не постоянно, а пропорционально $E^{-\frac{1}{2}}$, эта энергия не равна средней тепловой энергии $\frac{3}{2} kT$, а отличается от неё и зависит от толщины применяемого борного поглотителя. Для очень тонкого поглотителя $E_{\text{т}} = \frac{\pi}{4} kT$. Бете²⁴ вычислил значения $E_{\text{т}}$ для разных толщин поглотителя, и эти значения практически использовались в многочисленных опытах по определению $E_{\text{рез}}$.

Вследствие отличия нейтронной температуры от температуры парафина все эти измерения содержат систематическую ошибку порядка 30%, которая, однако, зависит от характера и геометрии источ-

ника и не может быть точно определена. Впрочем, в настоящее время, благодаря успешному применению селекторов, результаты прежних измерений резонансных энергий утратили практический смысл, так как получены более полные и точные данные. Сам же по себе метод поглощения в боре не потерял значения и, наоборот, теперь, когда при помощи селекторов закон $\frac{1}{v}$ хорошо подтверждён, и абсолютные значения сечения бора определены с точностью до третьего знака, получил более прочные основания и может найти применение благодаря своей простоте.

Одним из новейших примеров его использования является работа Ферми, Маршалл и Маршалла⁵ по измерению температуры нейтронов, испускаемых аргонским урано-графитовым котлом при различных условиях фильтрации пучка. Мы уже отметили, что спектр нейтронов зависит от многих факторов, в том числе и от качества замедлителя. В некоторых условиях он может быть настолько искажён по сравнению с максвелловским, что применение к нему понятия «температура» требует специальных оговорок. Ферми и др. поступают следующим способом. Для неизвестного спектра нейтронов они измеряют (среднее) сечение поглощения в боре. Зная сечение бора для нейтронов со скоростью 2200 м/сек (энергия kT при 293°K) $\sigma = 703 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ из собственных измерений с полумеханическим селектором и принимая закон $\frac{1}{v}$ и, кроме того, пользуясь вычисленными Бете значениями энергии E_T , они определяют по измеренному сечению бора для неизвестного спектра температуру, которая соответствовала бы этому спектру, если бы он был максвелловским.

Конечно, такое определение температуры не соответствует её общепринятому смыслу, но эта эффективная температура всё-таки характеризует некоторую среднюю энергию (скорость) спектра нейтронов.

Результаты измерений этой эффективной температуры для источников различной конструкции приведены в таблице III.

Как видно из таблицы, эффективная температура очень сильно меняется в зависимости от условий получения пучка нейтронов. Обсудим кратко эти условия и характер их влияния на спектр нейтронов.

В первом случае источником нейтронов служит поверхность графитовой так называемой тепловой колонны, которая представляет собой весьма толстый слой графита, отделяющий внутренности котла, являющиеся непосредственным источником быстрых нейтронов, от места наблюдения. В данном случае существенно лишь, что большая толщина графитовой колонны достаточна, чтобы не пропустить быстрые нейтроны, возникающие в процессе деления, поэтому возле её внешней поверхности существуют только медленные нейтроны, находящиеся в тепловом равновесии с графитом и продиффундировавшие из более глубоких слоёв. Но условия диффузии различны для нейтронов разных энергий.

Таблица III

Источник нейтронов	Поглотитель	Сечение в 10^{-24} см^2	Эффек- тивная темпера- тура в градусах абс.
1. Пучок с поверхности тепловой колонны аргонского котла . .	газ BF_3	855	198
2. Пучок, прошедший слой парафина 3,7 см	газ BF_3	598	408
3. Пучок, прошедший 6,6 см тяжелой воды при 33,7° С, заключенной в сосуд диаметром 18 дюймов	газ BF_3	710	288
4. Пучок, прошедший 22 см графита	Пирексовая пластинка, калиброванная на селекторе	2800	18,4
5. Пучок из углубления в тепловой колонне 125 см глубиной и $10 \times 10 \text{ см}^2$ сечения	газ BF_3	701	293
6. Пучок из «чёрной дыры» в тепловой колонне (полость $10 \times 10 \times 22 \text{ см}^3$)	газ BF_3	755	255

Как показал опыт Андерсона, Ферми и Маршалла²⁵, сечение рассеяния нейтронов графитом резко меняется от $4,05 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ до $0,70 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ при уменьшении энергии нейтронов, причём положение этого скачка сечения соответствует длине волны нейтрона около 7 Å. Дело в том, что нейтроны, имеющие длину волны, сравнимую с постоянной решётки графита, являющегося поликристаллическим веществом, испытывают брегговское отражение от кристалликов, поэтому сильно рассеиваются. Но максимальная брегговская длина волны для графита составляет 6,69 Å, и нейтроны с большей длиной волны не испытывают брегговского отражения, поэтому рассеиваются графитом значительно слабее. Это и является причиной различия условий диффузии. Медленные нейтроны с большой длиной волны, соответствующей хвосту максвелловского распределения для обычной температуры, значительно лучше диффундируют к поверхности графитовой колонны, поэтому спектр нейтронов, выпускаемых этой поверхностью, обогащён медленными нейтронами, и эффективная температура 198° К значительно ниже температуры графита (около 30° С = 303° К).

Случай 2 отличается от предыдущего лишь тем, что пучок пущен дополнительно через 3,7 см парафина. Между тем эффективная температура возросла до 408° К. Это объясняется тем, что для медленных нейтронов в парафине и сечение рассеяния, и сечение захвата больше, чем для быстрых, поэтому они скорее выбывают из пучка. Кроме того, рассеяние вперёд менее вероятно для медленных нейтронов.

В случае 3 вместо парафина на пути пучка помещалась тяжёлая вода, которая также повышает эффективную температуру нейтронов от 198 до 288° К, так как сечение рассеяния и в ней больше для медленных нейтронов.

Случай 4 иллюстрирует свойства графита, как фильтра. Пучок пропущен через 22 см графита, в котором быстрые нейтроны практически все рассеялись и вышли из пучка, а прошедшие нейтроны имеют очень низкую эффективную температуру — 18° К.

Случаи 5 и 6 соответствуют спектру нейтронов, полученных из глубины графитовой тепловой колонны. Глубокие полости в колонне образуют подобие абсолютно чёрного тела испускающего равновесный спектр. В случае 5 температура нейтронов совпадает с температурой графита. В случае 6 она немного ниже, вероятно, из-за недостаточной глубины полости.

Рассмотренные примеры исследования спектров медленных нейтронов свидетельствуют о том, что тепловое равновесие между нейтронами и средой достаточной толщины действительно устанавливается, и спектр нейтронов имеет естественный и отчётливый максимум в области энергий порядка kT . Но как положение максимума, так и вся форма спектра определяются условиями замедления и конфигурацией источника. Парафин в качестве замедлителя, как правило, даёт спектр нейтронов с повышенной эффективной температурой, так как медленная часть спектра сильно поглощается. Очевидно, что любой поглотитель, сечение которого возрастает для медленных нейтронов, например, по закону $\frac{1}{v}$, будет увеличивать эффективную температуру нейтронов, обедняя их спектр в области малых энергий.

Наоборот, фильтрация нейтронов через графит и вообще через любой поликристаллический рассеиватель уменьшает эффективную температуру благодаря преимущественному рассеянию быстрых нейтронов. Это означает, во-первых, что средняя энергия тепловых нейтронов не является величиной вполне определённой и равной $\frac{3}{2} kT$, как это предполагалось прежде за недостатком точных опытных данных. Во-вторых, эта средняя энергия тепловых нейтронов оказывается экспериментально управляемой величиной. В этом отношении существенным и новым является метод Ферми получения «холодных» нейтронов.

Мы не рассматривали результаты исследований спектров при помощи кристаллических нейтронных монохроматоров. Они находятся в согласии с изложенными и будут обсуждены в специальном обзоре.

(Окончание в следующем выпуске)