

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Г. Ф. Богданов, А. А. Курашов, В. В. Рыбаков, В. А. Сидоров

Введение

Спектрометрические исследования с быстрыми нейтронами имеют большое научное и прикладное значение. Однако существующие методы спектрометрии быстрых нейтронов далеко не удовлетворительны. Лишь для нейтронов с энергией до 2—3 Мэв имеется ряд хороших спектрометрических исследований. Но и они выполнены только благодаря существованию источников монохроматических нейтронов с переменной энергией, а не потому, что для этой области энергии существуют хорошие нейтронные спектрометры.

Методы определения энергии быстрых нейтронов основаны в большинстве случаев на регистрации протонов или вообще ядер отдачи (фотоэмульсии, камера Вильсона, ионизационные камеры, органические сцинтилляционные счетчики, телескопы из пропорциональных или сцинтилляционных счетчиков и др.). Но вследствие того, что спектр ядер отдачи сплошной, для спектрометрии приходится использовать лишь несколько процентов ядер отдачи. Кроме того, слои вещества, в которых образуются ядра отдачи (радиаторы), в большинстве приборов должны быть тонкими. В связи с этим эффективность нейтронных спектрометров оказывается очень низкой ($\sim 10^{-5}$) даже при плохой разрешающей способности ($\sim 10\%$). Все нейтронно-спектрометрические исследования, проведенные при помощи таких приборов, являются довольно грубыми, так как существующие источники нейтронов для них недостаточно интенсивны.

Наибольшей эффективностью регистрации нейтронов обладает метод спектрометрии по времени пролета, где можно применять высокоэффективный, хотя бы и спектрально-безразличный детектор нейтронов. Этот метод давно применяется в исследованиях с медленными нейтронами. Максимальная энергия нейтронов, спектр которых еще может быть надежно изучен на установках для спектрометрии медленных нейтронов по времени пролета (механические селекторы, мигающий циклотрон), лежит около 1 кэв [1]. Разрешающая способность таких спектрометров ограничивается главным образом длительностью нейтронных импульсов (1 мксек). Применение в этих установках высокоэффективных сцинтилляционных счетчиков дает возможность повысить их разрешающую способность только за счет увеличения пролетного расстояния, а не за счет малого разрешающего времени сцинтилляционных счетчиков. Верхний энергетический предел спектрометра может быть повышен таким способом лишь до 20 кэв [2].

Современные сцинтилляционные счетчики, состоящие из органического фосфора и фотоумножителя, имеют разрешающее время ~ 4 мксек (10^{-6} сек). С их помощью можно измерять время пролета нескольких метров нейтронами с энергией в десятки миллионов электрон-вольт. Существуют спектрометры, в которых измеряется время пролета нейтроном расстояния между двумя сцинтилляционными счетчиками, включенными в схему совпадений [3]—[5]. Момент вылета нейтрона фиксируется счетчи-

ком, помещенным вблизи источника нейтронов, путем регистрации излучения (обычно α или γ), сопутствующего образованию нейтрона. Однако такая схема не всегда возможна, а в случае регистрации γ -лучей не допускает достаточно высоких скоростей счета вследствие больших фонов случайных совпадений.

Наиболее выгодным является нейтронный спектрометр, использующий импульсный источник нейтронов и один сцинтилляционный счетчик. В таком спектрометре эффективность регистрации нейтронов может быть доведена до нескольких десятков процентов и скорости счета могут быть достаточно высоки при небольших фонах. Источник нейтронов должен давать импульсы длительностью около 1 мксек (в соответствии с разрешающим временем сцинтилляционного счетчика). Период повторения импульсов должен быть близок к времени пролета до счетчика самыми медленными из изучаемых нейтронов.

Установка такого типа применена Крайбергом и Левиным для изучения неупругого рассеяния нейтронов [6]. Импульсы нейтронов длительностью 2 мксек с частотой повторения 7,4 Мгц получаются на электростатическом генераторе, пучок которого раскачивается перед тритиевой мишенью при помощи синусоидального отклоняющего напряжения с частотой 3,7 Мгц.

В настоящей работе описан нейтронный спектрометр на циклотроне, использующий естественную модуляцию циклотронного пучка.

Принцип и общая схема спектрометра

Как известно, ускорение частиц в циклотроне происходит лишь в довольно узком интервале фаз ускоряющего высокочастотного напряжения (ВЧ), причем при выпуске

пучка из циклотрона с помощью электростатического дефлектора используется только часть этого интервала фаз. В результате частицы появляются на мишени короткими импульсами (меньше $1/20$ периода ВЧ) один раз за период.

Имеются сообщения об измерении длительности импульсов циклотронного пучка и о применении естественной модуляции пучка для измерения энергии первичных частиц

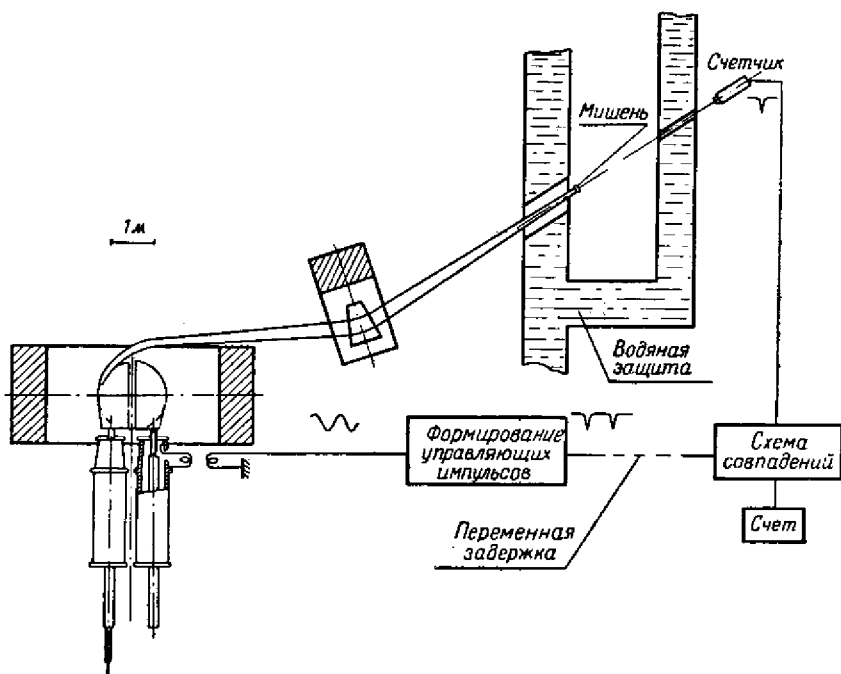


Рис. 1. Общая схема установки.

по времени пролета [7]—[9]. Например, Блум [8], измерявший ширину импульса 18-дюймового циклотрона путем изучения совпадений γ -лучей с импульсами, синхронизованными с ВЧ, нашел, что ширина импульса равна 1—2 мксек (период ВЧ 54 мксек). Дрейпер и Макданиэль [10] использовали циклотрон, дающий дейтоны с энергией 100 кэв, в качестве импульсного источника 14-Мэв нейтронов. Измерено время пролета этими нейтронами расстояния в 60 см. Для фиксации момента вылета нейтронов из мишени использовался импульс тока дейтонов, усиленный широкополосным усилителем.

Настоящая работа проведена на полутораметровом циклотроне, пучок которого выведен из камеры и сфокусирован магнит-

ной призмой на расстоянии 12 м от циклотрона. Общая схема установки показана на рис. 1.

Период повторения импульсов частиц 112 мксек (частота ускоряющего напряжения циклотрона 8,9 Мгц). Длительность импульса на мишени, как будет показано ниже, не превышает 5 мксек. Испускаемые мишенью нейтроны и γ -лучи регистрируются сцинтилляционным счетчиком. Момент регистрации частицы счетчиком сдвинут от момента вылета из мишени на время пролета

Монитором при измерении скорости счета совпадений служит интегратор слабых токов [11], измеряющий ток первичного пучка на мишень.

Детали установки

Схема совпадений. Для измерения спектра нейтронов по времени пролета весьма удобным был бы многоканальный временной анализатор, несколько разновидностей которого уже описано в литературе [12]—

[14]. Однако такие анализаторы требуют применения усилителей с распределенными параметрами для предварительного усиления импульсов от фотомножителя или специальных ламп (например, пентодов с вторичной эмиссией). Постройка таких анализаторов сама по себе представляет большую работу. Поэтому на первом этапе разработки нейтронного спектрометра на циклотроне по времени пролета для экспериментальной проверки основных принципов метода была использована простейшая возможность измерения коротких времен. Применялась схема совпадений, не требующая предварительного усиления импульсов

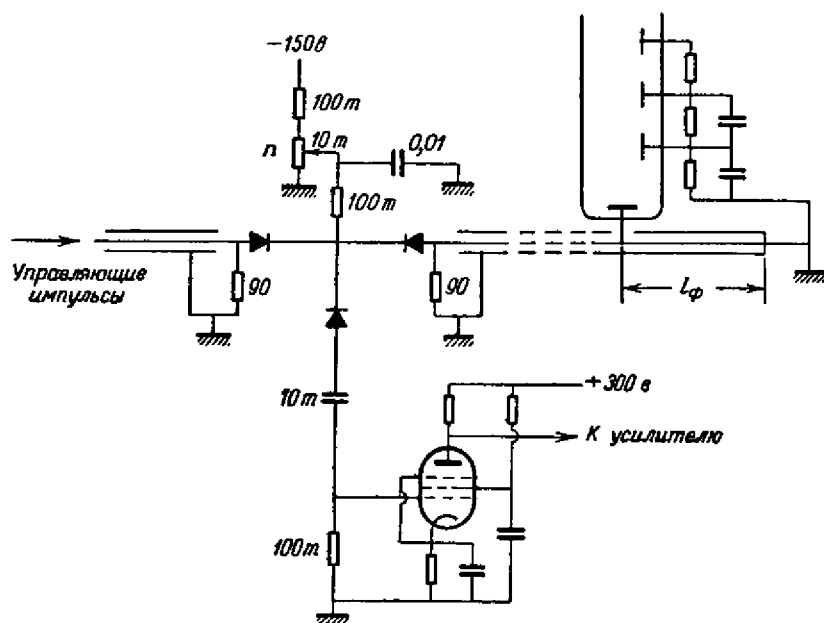


Рис. 2. Схема совпадений.

ею расстояния от мишени до счетчика. Импульсы со счетчика подаются на схему совпадений, на другое плечо которой приходят импульсы, синхронизованные с ускоряющим напряжением циклотрона. Изменяя величину задержки этих импульсов, можно регистрировать импульсы счетчика, возникающие в момент любой фазы ускоряющего напряжения, т. е. регистрировать частицы, имеющие то или другое время пролета от мишени до счетчика. Момент вылета частиц из мишени (момент попадания первичных частиц на мишень) определяется по положению пика от γ -лучей, обычно образующихся в мишени в результате различных ядерных реакций. Это делает ненужной специальную фазировку схемы.

(рис. 2). Она в основном подобна схеме, описанной Де-Бенедетти и Ричингсом [15], и представляет собой параллельную схему совпадений на германиевых диодах типа ДГЦ. За схемой следует линейный усилитель (время установления 0,2 мксек, коэффициент усиления $\sim 20\,000$) и амплитудный дискриминатор. Такая схема обладает достаточно высокой чувствительностью и проста в настройке. Подбором диодов и их режима, задаваемого потенциометром P (рис. 2), легко можно добиться коэффициента отбора $\sim 50^*$). При этом чувствительность схемы

*) Коэффициентом отбора названо отношение амплитуды импульса на выходе усилителя от совпадения одинаковых импульсов к амплитуде от такого же одиночного импульса.

может быть сделана по крайней мере такой, что совпадения импульсов длительностью 3 мксек и амплитудой 0,1 в регистрируются вполне надежно.

Несмотря на то, что характеристики диодов сильно зависят от температуры, для обеспечения необходимой стабильности параметров схемы достаточно смонтировать германиевые диоды на отдельном шасси, имеющем тепловую изоляцию от шасси усилителя.

Разрешающее время такой схемы определяется длительностью подаваемых на нее импульсов вплоть до постоянной времени ее входа ($\sim 10^{-10}$ сек).

Для подведения импульсов к схеме совпадений используется коаксиальный кабель РК-2 с волновым сопротивлением 90 ом.

Переменная задержка импульсов в одной из ветвей схемы совпадений осуществляется при помощи коммутатора, позволяющего менять длину подводящего кабеля скачками в 0,2 м, что соответствует задержке импульса на 1 мксек.

Сцинтилляционный счетчик. Детектором нейтронов служит сцинтилляционный счетчик, состоящий из пластического сцинтиллятора (твердый раствор терфенила в полистироле) и фотоумножителя. Импульс, снимаемый с анода фотоумножителя формируется при помощи закороченного кабеля, присоединенного к аноду (см. рис. 2). Подводящий кабель согласован на конце, присоединенном к схеме совпадений.

Длительность импульса после формирования ~ 3 мксек. Эта цифра близка к пределу для примененного фотоумножителя, и этим главным образом ограничивается разрешающее время спектрометра. В спектрометре применяется специальный фотоумножитель, предназначенный для быстрых схем совпадений. Другие доступные типы фотоумножителей, в частности ФЭУ-19, дают худшие результаты.

Разрешающее время фотоумножителя определяется его конструкцией. В идеальном фотоумножителе импульс анодного тока должен повторять по форме импульс фототока, т. е. мгновенно возрастать до максимальной величины и затем спадать по закону высвечивания сцинтиллятора. Тогда, как показали Пост и Шифф [17], [18], минимальное разрешающее время сцинтилляционного счетчика является статистической величиной, за-

висящей лишь от времени высвечивания сцинтиллятора и полного числа фотоэлектронов в импульсе. В данном случае (энергия нейтронов > 2 Мэв, время высвечивания сцинтиллятора $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ сек) оно не более $3 \cdot 10^{-10}$ сек. Однако в реальном фотоумножителе происходит расширение импульса в основном из-за неравенства длины траекторий электронов. В результате импульс анодного тока нарастает до максимальной величины только за некоторое время. Если бы время нарастания импульса было близко к нулю, длительность импульса τ' после формирования его закороченным кабелем длиной l_ϕ равнялась бы $\tau_0 = \frac{2l_\phi}{v}$, где v — скорость распространения импульса по кабелю. На самом деле $\tau' > \tau_0$, причем с уменьшением τ_0 до нуля τ' стремится к некоторой минимальной для данного фотоумножителя величине $\tau_{\min}$, определяемой временем нарастания импульса анодного тока.

Для выбора фотоумножителя с наилучшим разрешающим временем было проведено измерение $\tau_{\min}$ у доступных типов фотоумножителей. Для этого пластический сцинтиллятор, помещенный на фотокатод, облучался γ -лучами. Импульсы формировались закороченным кабелем, присоединенным к аноду фотоумножителя, и разводились на два входа схемы совпадений. Измерялась скорость счета таких искусственных совпадений («самосовпадений») в зависимости от задержки импульсов в одной из ветвей. Кривые снимались при различных длинах закороченного кабеля. Одна из них показана на рис. 3 (кривая а). С увеличением задержки скорость счета самосовпадений падает, стремясь к нулю при некотором значении задержки. Постепенное падение скорости счета обусловлено тем, что в спектре импульсов присутствуют все амплитуды от нуля до максимальной, а совпадения импульсов малой амплитуды регистрируются лишь при достаточном наложении. Совпадения импульсов большой амплитуды (по сравнению с эффективным порогом схемы) перестают регистрироваться только при задержке одного из импульсов на время τ' , равное его ширине. На рис. 4 представлена зависимость измеренной таким образом ширины импульса τ' от $\tau_0 = \frac{2l_\phi}{v}$ для двух типов

фотоумножителей (ФЭУ-19 и специального). Экстраполяция полученных кривых к $\tau_0 = 0$ дает для ФЭУ-19 $\tau_{\min} \sim 10^{-8}$ сек, а для специального фотоумножителя — $\tau_{\min} \sim 2 \cdot 10^{-9}$ сек.

Определенное таким способом время нарастания импульса не характеризует

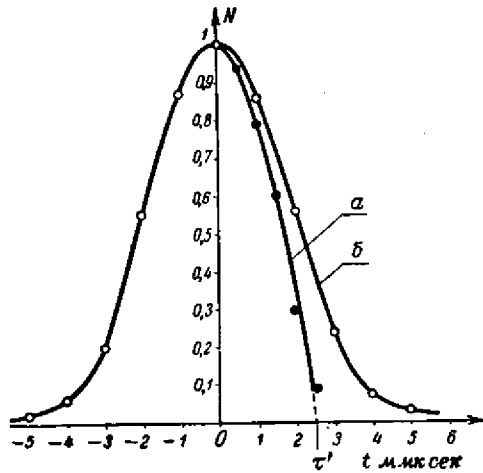


Рис. 3. Скорость счета совпадений в зависимости от задержки одного из импульсов (специальные фотоумножители).

a — «самосовпадения», b — совпадения импульсов от двух сцинтилляционных счетчиков, регистрирующих аннигиляционные γ -кванты препарата Na^{22} . Обе кривые сняты при длине формирующего кабеля $l_{\phi} = 20$ см, что соответствует $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-9}$ сек.

полностью разрешающей способности фотоумножителя, так как в методе самосовпадений исключается статистический разброс времени, в течение которого импульс проходит от фотокатода до анода. Для оценки этого разброса изучались совпадения при регистрации аннигиляционных γ -лучей препарата Na^{22} двумя сцинтилляционными счетчиками. Импульсы формировались закороченными кабелями такой длины, что $\tau_0 = \tau_{\min}$, а скорость счета совпадений измерялась в зависимости от задержки одного из импульсов. Кривая запаздывающих совпадений для специальных фотоумножителей показана на рис. 3 (кривая b). Приведенная на этом рисунке кривая запаздывающих самосовпадений (кривая a) снята с формирующим кабелем той же длины. Из сравнения кривых видно, что разброс времени прохождения одного порядка с временем нарастания импульса.

Формирование управляющих импульсов. Управляющие импульсы, синхронизованные с ВЧ циклотрона, формируются из синусоиды ускоряющего напряжения схемой на

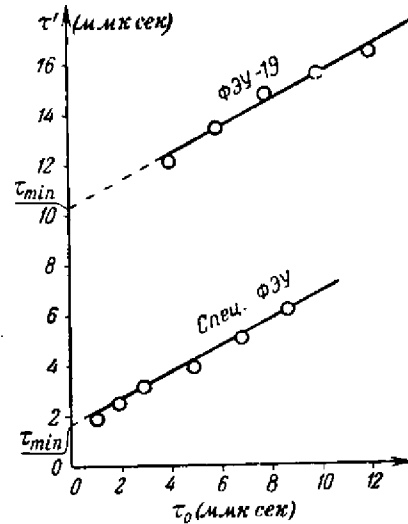


Рис. 4. Зависимость ширины сформированного импульса τ' от $\tau_0 = \frac{2l_{\phi}}{v}$, где l_{ϕ} — длина формирующего кабеля, v — скорость распространения импульса по кабелю.

пентоде 6Ж4, изображенной на рис. 5. Напряжение ВЧ амплитудой в 300 в снимается при помощи витка связи с резонансной линией одного из дуантов. Длина закороченного кабеля соответствует длительности сформированного импульса 3 мксек.

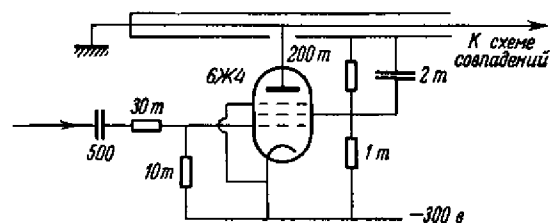


Рис. 5. Схема формирования управляющих импульсов.

Подбор сопротивлений схемы и напряжения ВЧ осуществлялся эмпирически ввиду сильной зависимости амплитуды и формы получаемого импульса от монтажа и индивидуальных параметров лампы. Схема работает не очень устойчиво и требует кропотливой наладки, несмотря на кажущуюся простоту.

В дальнейшем предполагается формировать управляющие импульсы при помощи электронно-лучевой лампы с отклоняемым лучом.

Временная и энергетическая разрешающая способность

Разрешающее время спектрометра складывается из разрешающего времени схемы совпадений и длительности импульса первичных частиц на мишени. Его можно определить экспериментально, изучая распределение во времени γ -лучей, испускаемых мишенью. Для настройки спектрометра использовалось излучение от тритиево-циркониевой мишени, бомбардируемой протонами. Счетчик был расположен на расстоянии 3 м от мишени под углом 0° к направлению первичного пучка. На рис. 6 показана скорость счета частиц, испускаемых мишенью, в зависимости от времени пролета ими расстояния от мишени до счетчика. Верхняя кривая снята при энергии протонов 7,2 Мэв, нижняя—при энергии 4,8 Мэв. На каждой кривой наблюдаются два максимума. Первый пик, при 10 мксек, соответствует регистрации счетчиком γ -лучей, образующихся при взаимодействии протонов с цирконием. Второй пик образован нейтронами от реакции $T(p, n)He^3$. Нуль временной шкалы установлен после отождествления γ -пика. Отличить γ -пик от нейтронного можно, либо заменив мишень на «флажок» (цирконий без трития на такой же подложке, как и мишень), либо изменив расстояние от мишени до счетчика, либо, наконец, изменив энергию протонов. При уменьшении энергии протонов с 7,2 до 4,8 Мэв энергия нейтронов уменьшилась с 6,4 до 4,0 Мэв и время полета их возросло, поэтому нейтронный пик сместился вправо (рис. 6). С уменьшением энергии протонов изменились и величины пиков. Гамма-лучей стало заметно меньше, а интенсивность нейтронов возросла почти вдвое в соответствии с увеличением сечения реакции $T(p, n)He^3$ (чувствительность спектрометра к нейтронам с энергией 6,4 Мэв и 4,0 Мэв была примерно одинакова).

Ширина γ -пика на половине высоты дает разрешающее время спектрометра. Как видно из рис. 6, оно близко к 7 мксек. Отсюда следует, что длительность импульса частиц на мишени не превышает 5 мксек. Ней-

тронный пик несколько шире γ -пика из-за немонохроматичности нейтронов (толщина мишени 0,5 Мэв для протонов с энергией 7 Мэв).

Энергетическая разрешающая способность спектрометра зависит как от его

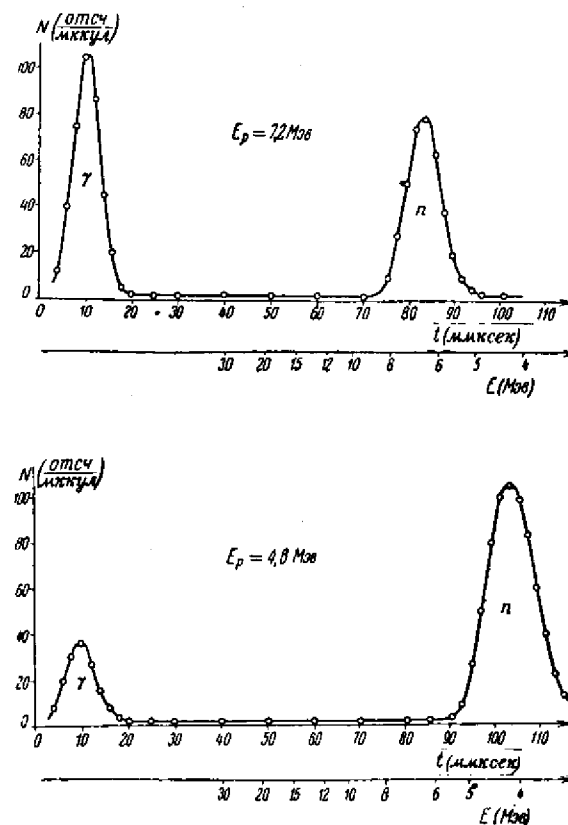


Рис. 6. Скорость счета частиц, испускаемых тритиево-циркониевой мишенью при бомбардировке протонами, в зависимости от времени пролета имп расстояния до счетчика.

разрешающего времени, так и от величины базы L (расстояние от мишени до счетчика). При изучении непрерывного спектра нейтронов величина базы ограничивается частотой повторения импульсов первичных частиц на мишени.

Время пролета нейтроном с энергией E расстояния L

$$t \text{ (мксек)} = \frac{72L \text{ (м)}}{\sqrt{E \text{ (Мэв)}}} \quad (1)$$

Если период повторения импульсов частиц на мишени обозначить T (в нашем случае

$T = 112$ мксек), а энергетический порог счетчика B , то условие для максимальной величины L можно записать так:

$$\frac{72 L_{\max}}{\sqrt{B}} = T + \frac{72 L_{\max}}{\sqrt{E_{\max}}} \quad (2)$$

Это условие означает, что максимальная величина базы такова, что самые медленные из регистрируемых нейтронов предыдущего импульса приходят к счетчику одновременно с самыми быстрыми нейтронами данного импульса. Отсюда

$$L_{\max} = \frac{T}{72 \left(\frac{1}{\sqrt{B}} - \frac{1}{\sqrt{E_{\max}}} \right)} \quad (3)$$

и предельная разрешающая способность спектрометра

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\tau}{t} = \frac{2\tau \sqrt{E}}{72 L_{\max}} = \frac{2\tau}{T} \sqrt{E} \left(\frac{1}{\sqrt{B}} - \frac{1}{\sqrt{E_{\max}}} \right) \quad (4)$$

Здесь $\tau = 7$ мксек — разрешающее время спектрометра.

При значении энергетического порога счетчика $B = 2$ Мэв (достаточно низком для большинства работ с 14-Мэв дейтонами) и при максимальной энергии нейтронов $E_{\max} = 20$ Мэв, $L_{\max} = 3$ м и предельная разрешающая способность спектрометра для изучения непрерывного спектра нейтронов

$$\frac{\Delta E}{E} = 0,061 \sqrt{E}.$$

При $E = 3$ Мэв	$\Delta E/E = 10\%$,
» $E = 7$ Мэв	$\Delta E/E = 16\%$,
» $E = 15$ Мэв	$\Delta E/E = 24\%$.

Если спектр нейтронов имеет нижнюю границу $E_{\min} > 2$ Мэв или если интересна лишь жесткая часть спектра и энергетический порог счетчика может быть сделан выше 2 Мэв, разрешающая способность спектрометра может быть соответственно повышена за счет увеличения L . Например, при $E_{\min} = B = 5$ Мэв и $E_{\max} = 20$ Мэв, $L_{\max} = 7$ м и предельная разрешающая способность спектрометра $\Delta E/E = 0,028 \sqrt{E}$.

При $E = 7$ Мэв	$\Delta E/E = 7\%$,
» $E = 15$ Мэв	$\Delta E/E = 11\%$.

Энергетический порог счетчика B всегда следует повышать до $E_{\min}$ для уменьшения фонов.

При изучении спектра нейтронов, состоящего из одной или нескольких узких энергетических групп, разрешающую способность спектрометра можно также повысить, взяв $L > L_{\max}$ так, чтобы изучаемая группа попала на «свободное место» в следующем периоде или через несколько периодов.

В дальнейшем для улучшения разрешающей способности спектрометра предполагается искусственно уменьшить частоту повторения импульсов частиц на мишени, а также несколько улучшить разрешающее время спектрометра.

Эффективность и спектральная чувствительность

Эффективность сцинтилляционного счетчика для нейтронов с энергией 2—20 Мэв составляла несколько процентов (пластический сцинтиллятор, использованный в первых работах, имел диаметр 3 см и толщину 1,5 см). Несмотря на малый телесный угол, охватываемый счетчиком (при $L = 3$ м, $\omega \sim 10^{-4}$ стерадиан), скорость счета во всех случаях была достаточно велика. При токе протонов 1 мка на тонкую тритиево-циркониевую мишень скорость счета нейтронов в максимуме была около $5 \cdot 10^3$ отсчетов в минуту. Во многих случаях (в особенности при работе на дейтонах) спектры нейтронов можно было изучать при значительно меньших токах ($\sim 0,01$ мка).

Если понадобится, эффективность счетчика и охватываемый им телесный угол можно будет значительно увеличить, увеличив размеры сцинтиллятора.

Для сравнения интенсивностей различных участков спектров и для определения сечений образования нейтронов в изучаемых реакциях необходимо знать спектральную чувствительность установки. Интенсивность определенной нейтронной группы пропорциональна площади под соответствующим пиком спектра. Энергетический ход коэффициента пропорциональности определяется зависимостью от энергии эффективности сцинтилляционного счетчика. При регистрации нейтронов световые вспышки в органическом сцинтилляторе создаются ядрами отдачи водорода и углерода. Сцинтилляциями от ядер отдачи углерода можно пренебречь, так как их средняя энергия ниже

энергии протонов отдачи, а световой выход на единицу энергии, рассеянной ими в сцинтилляторе, намного меньше, чем для протонов. Регистрация актов неупругого взаимодействия нейтронов с углеродом (реакций $C^{12}(n, \alpha) Be^9$ и $C^{12}(n, p')^3Z$) начинает вносить заметный вклад в эффективность сцинтиллятора при энергии нейтронов выше 12 Мэв [18]. Следовательно, эффективность

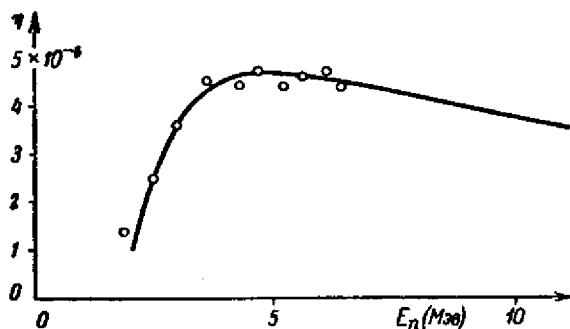


Рис. 7. Энергетическая зависимость чувствительности спектрометра.

Деление площади изучаемого нейтронного пика, выраженной в единицах $\left(\frac{1}{\text{сек}} \cdot \text{ммсек}\right)$, на величину η , соответствующую энергии нейтронов, дает поток нейтронов в $\left(\frac{1}{\text{сек} \cdot \text{стерадиан}}\right)$.

счетчика к нейтронам с энергией E (при $E < 12$ Мэв) пропорциональна величине $\sigma(E) \left(1 - \frac{B}{E}\right)$, где $\sigma(E)$ — известное сечение рассеяния нейтронов на протонах, B — энергетический порог счетчика, зависящий в данном случае от многих параметров схемы (в частности, от амплитуды управляющих импульсов и от режима схемы совпадений)*).

Таким образом, спектральная чувствительность имеет вид

$$\eta(E) = A \sigma(E) \left(1 - \frac{B}{E}\right). \quad (5)$$

После каждого изменения параметров схемы спектрометр градуировался по известному потоку нейтронов, образующихся в реакции $T(p, n) He^3$ [1], [19]. Градуировка состояла в измерении чувствительности спектрометра при нескольких энергиях нейтронов. На основании этих измерений

определялись постоянные A и B и вычислялась кривая спектральной чувствительности. Одна из градуировочных кривых изображена на рис. 7 вместе с экспериментальными точками, полученными при $L = 3$ м.

Заключение

Нейтронный спектрометр на циклотроне по времени пролета открывает новые широкие возможности использования циклотрона для исследования ядерных реакций. Перечислим некоторые из них. Эффективность спектрометра может быть доведена до нескольких десятков процентов, что позволяет при существующих потоках нейтронов изучать вторичные процессы (например, спектры рассеянных нейтронов) при полном избавлении от фона γ -лучей, образующихся в мишени. Спектрометр дает возможность изучать спектры нейтронов на фоне более жестких и интенсивных групп, благодаря чему уже первые работы по изучению спектров нейтронов [20], [21] дали новые физические результаты. Использование нескольких счетчиков, включенных по схеме спектрометра и в схему совпадений между собой, позволяет изучать спектры нейтронов, сопровождаемых определенной второй частицей, а также угловые корреляции частиц, вылетающих из мишени (например, угловую корреляцию γ -квантов с нейтронами определенной энергии).

Трудности, встретившиеся в работе, связаны главным образом с нестабильностью циклотрона. Снятие спектра при помощи существующей одноканальной схемы длится около часа. За это время фаза выброса частиц из циклотрона относительно фазы ВЧ успевает измениться вследствие изменения какого-либо из его параметров, что сильно ухудшает точность измерений.

При работе с дейтонами довольно велики фоны нейтронов и γ -лучей, образующихся вне мишени. Их можно учитывать, проводя разностные измерения (мишень — флажок), поскольку скорости счета достаточно высоки. Однако нестабильности циклотрона приводят к непостоянству фонов, что значительно уменьшает надежность этой операции.

Для повышения точности результатов, получаемых при помощи спектрометра, в настоящее время ведется работа по двум напра-

* Впоследствии в схеме будет канал, фиксирующий энергетический порог счетчика.

влениям: стабилизации циклотрона и устройства многоканальной схемы.

Мы глубоко благодарны Н. А. Власову и С. П. Калининну за постоянный интерес к работе и большую помощь в решении как

принципиальных, так и практических вопросов.

Благодарим также сотрудников циклотронной лаборатории, содействовавших выполнению работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Власов, Нейтроны, Гостехиздат, 1955.
2. L. Bollinger, G. Thomas, R. Palmer, Phys. Rev. 91, 452 (1953).
3. G. K. O'Neil, Phys. Rev. 92, 853 (1953).
4. A. Ward, Nature 173, 771 (1954).
5. D. B. James, P. B. Freacy, Proc. Phys. Soc. 64(A), 847 (1951).
6. Cranberg, D. F. Levin, Phys. Rev. 100, № 434 (1955).
7. J. H. Manley, M. J. Jakobson, Rev. Sci. Instr. 25, 368 (1954).
8. S. D. Bloom, Phys. Rev. 98, 233 (1955).
9. S. D. Bloom, C. O. Muchlhausen, H. E. Wegner, Phys. Rev. 99, 654 (1955).
10. J. E. Draper, B. D. McDaniel, Phys. Rev. 90, 362 (1955).
11. А. А. Курашов, А. Ф. Липнев, Приборы и экспериментальная техника (в печати).
12. G. R. I. McLusky, N. F. Moody, Electronic Engng 24, 330 (1952).
13. J. W. Keuffel, Rev. Sci. Instr. 20, 197 (1949).
14. N. F. Moody, Electronic Engng 24, 289 (1952).
15. S. De Benedetti, H. J. Richings, Rev. Sci. Instr. 23, 37 (1952).
16. R. F. Post, L. I. Schiff, Phys. Rev. 80, 1113 (1950).
17. R. F. Post, Nucleonics 10, № 6, 56 (1952).
18. G. M. Frye, J. L. Rosen, L. Stewart, Phys. Rev. 99, 1375 (1955).
19. Н. А. Власов, С. П. Калинин, А. А. Оглоблин, Л. Н. Самойлов, В. А. Сидоров и В. И. Чуев, ЖЭТФ 28, вып. 6 (1955).
20. Г. Ф. Богданов, Н. А. Власов, С. П. Калинин, В. В. Рыбаков и В. А. Сидоров ЖЭТФ 30, 185 (1956).
21. Г. Ф. Богданов, Н. А. Власов, С. П. Калинин, В. В. Рыбаков и В. А. Сидоров, ЖЭТФ (в печати).