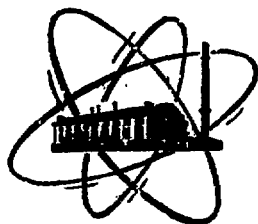


ФЭИ-329

ФЭИ-329



ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Л. А. ТРЫКОВ, В. И. ТРЫКОВА

**ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СПЕКТРОМЕТРА
НЕЙТРОНОВ С КРИСТАЛЛОМ СТИЛЬБЕНА**

Часть I

**ОБЗОР ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ, МЕТОДЫ КАЛИБРОВКИ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ СПЕКТРОМЕТРА**

Обнинск — 1972

ФЗИ -- 329

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Л.А.Трыков, В.И.Трыкова

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СПЕКТРОМЕТРА
НЕЙТРОНОВ С КРИСТАЛЛОМ СТИЛЬБЕНА

Часть I

ОБЗОР ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ. МЕТОДЫ КАЛИБРОВКИ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ СПЕКТРОМЕТРА

Обнинск - 1972

We regret that some of the pages in the microfiche copy of this report may not be up to the proper legibility standards, even though the best possible copy was used for preparing the master fiche.

УДК 539.125.5.164

И-17

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе обсуждаются вопросы, связанные с преобразованием амплитудных распределений в энергетические спектры нейтронов, измеренных сцинтилляционным спектрометром с кристаллом стильбена.

Рассматриваются и анализируются различные методы градуировки энергетической шкалы спектрометра и обсуждаются возможные погрешности при определении её с помощью косвенных методов за счёт анизотропии кристалла стильбена.

В приложении приведены данные для функции световыхода стильбена $P(E)$, производной dP/dE и функции эффективности $K(E)$ для энергии нейтронов от 0,1 до 15 Мэв.

В В Е Д Е Н И Е

Необходимость проведения различного рода исследований в пучках нейтронов заставляет экспериментаторов совершенствовать старые и искать новые детекторы нейтронов, которые необходимы для измерения потоков и спектров нейтронов.

Метод p - γ дискриминации, впервые предложенный Бруксом, делает возможным эффективное детектирование нейтронов с $E > 0,1$ Мэв в присутствии большого γ -фона при использовании некоторых органических сцинтилляторов. Несколько позднее Беннет использовал этот же принцип для измерения спектров нейтронов с $E > 1$ кэв с помощью водородного пропорционального счётчика.

Применение метода p - γ разделения по форме импульса быстро стало стандартной техникой в спектрометрии нейтронов.

В настоящее время опубликовано большое количество работ, посвящённых вопросам использования спектрометра и методам расшифровки аппаратурных распределений [1-3]. Однако, до сих пор существуют разногласия среди авторов опубликованных работ относительно достоверности получаемых данных, расшифрованных с помощью того или иного метода, особенно, когда речь идёт об энергиях нейтронов ниже 2 - 3 Мэв и выявлении структуры в энергетических распределениях.

Большинство разногласий в опубликованных данных обусловлено следующими причинами.

1. Погрешностями за счёт неточного определения таких детальных характеристик спектрометра, как функций $P(E)$, dP/dE и формы линии.
2. Недостаточно чётким определением границ применимости различных методов преобразования амплитудных распределений в энергетические спектры нейтронов.
3. Отсутствием критериев достоверности получаемых данных.

По первому пункту можно сказать следующее. Независимо от метода расшифровки аппаратурных распределений, в результате измерений вводится поправка, связанная с зависимостью световых выходов $P(E)$ сцинтиллятора от энергии ядер отдачи. Если используемая при этом функция $P(E)$ не вполне соответствует $P(E)$ спектрометра, которым проводились измерения, то это

приведёт к увеличению погрешности измерения $\Phi(E)$. Имеющиеся в литературе данные о $P(E)$ для наиболее часто используемого в рассматриваемом спектрометре нейтронов кристалла стильбена в большинстве случаев недостаточно надёжны. Так, например, приведённые в работе [1] данные ряда авторов о $P(E)$ различаются при $E = 1$ Мэв примерно на 200%, а при $E_n = 0,4$ Мэв - более чем на 300%.

Хотя в самых последних работах [9; 11] расхождения между данными различных авторов стали существенно меньше ($\sim 10 - 20\%$), необходимость в уточнении функции $P(E)$ для всех скintилляторов, используемых в нейтронных спектрометрах, не отпала.

Согласно второму пункту можно изложить следующие замечания. Разработано несколько способов преобразования амплитудных распределений в энергетические спектры нейтронов. В основном их можно подразделить на методы прямого дифференцирования и матричные методы типа "счётных эффективностей" и различных систем "unfolded". Противопоставлять эти методы друг другу и утверждать, что тот или иной из них лучше, а другой хуже, можно только для конкретных условий. Каждый из них хорош в определённых условиях и все они основываются на одной и той же форме линии, которая близка к прямоугольной, поскольку в результате упругого п-р рассеяния от моноэнергетических нейтронов получается столбикообразное распределение dE/E .

В случае использования спектрометров с органическими скintилляторами малых размеров (форма линии спектрометра незначительно отличается от прямоугольной) можно применять методику сглаживающего дифференцирования [12]. Для случая скintилляторов больших размеров (больше 40x40 мм) форма линии спектрометра уже существенно отличается от прямоугольной и появляется необходимость использования матричных методов [5, 8]. Однако, при измерении протяжённых спектров для нейтронов выше определённой энергии отклонение от прямоугольных распределений будет значительным, а для меньших энергий существенным. В этом случае можно использовать смешанный способ обработки, т.е. сперва функцию $N(v)$ продифференцировать, а потом использо-

вать матрицу для внесения поправок в мягкой области спектра нейтронов.

При использовании любого способа расшифровки надо помнить, что каждый из них основан на прямоугольной или близкой к ней форме линии. Поэтому при желании получить максимально возможные данные о структуре измеряемого спектра нейтронов необходимо набирать большой поканальный счёт импульсов и использовать многоканальные анализаторные системы (наиболее подходящие 512 и 1024-канальные системы).

Рассмотрим вкратце некоторые из опубликованных данных, описывающие или критикующие ту или иную систему расшифровки аппаратных распределений.

Сглаживающее дифференцирование существенно уменьшает погрешность в получаемом энергетическом распределении или при заданной погрешности, позволяет ограничиться меньшей статистикой, что одно и то же. Так в работе [13] рассмотрен пример, который показывает, что сглаживание амплитудного распределения по 5^{II} каналам уменьшает необходимую статистику в 40 раз (в работе [13] ошибочно приведена цифра 4 вместо 40) при заданной погрешности 10% и перепаде числа импульсов между соседними каналами $\sim 4\%$. Отсюда следует вывод, что использование многоканальных систем и сглаживание по числу каналов, равному разрешению спектрометра (как правило 10-20 каналов) при хорошей статистике, позволяет вычислять энергетические распределения из амплитудных с весьма малой погрешностью, не превышающей нескольких процентов. Например, среднее количество импульсов $\sim 1 \div 2 \cdot 10^4$ на канал для 512^{II} канальной системы нетрудно получить при экспозиции в 2-3 часа от изотопных источников нейтронов, в которых число f -квантов на один нейтрон не превышает 10 (интегральная загрузка спектрометра $\sim 10^4$ имп/сек.).

Можно также отметить, что погрешности в определяемом энергетическом спектре будут меньше в той области, в которой имеется большее количество нейтронов (перепад между числом импульсов в соседних каналах больше) и больше там, где нейтронов меньше.

Анализ работ [6, 14, 19], показывает, что отсутствие общепринятых критериев достоверности получаемых энергетических

распределений нейтронов приводит к резкой критике полученных данных. Хотя замечания, высказанные в работе [14] относительно результатов работы [6], имеют некоторую тенденциозность, тем не менее, в основном, они правильны. В [14] критика касается таких фактов, как наличие ярко выраженной структуры в спектре нейтронов PuBe источника в области энергий нейтронов $E < 4$ Мэв и количества нейтронов $\sim 28\%$ при $E < 2,5$ Мэв. Последнее обстоятельство объясняется большой массой источника (80 г Pu) [2, 15, 16], а что касается первого, то хотя уже в ряде работ экспериментального и расчётного характера [2, 15, 17, 19, 20, 21] и показано, что спектры нейтронных $\text{Be}(\alpha, n)$ источников имеют сложную структуру, в том числе и в области энергий меньших 4 Мэв, результат работы [6] можно объяснить только тем, что использованный метод расшифровки привёл к существенным осцилляциям в спектре нейтронов PuBe . Примерно такие же осцилляции получили авторы настоящей работы для аналогичного спектра нейтронов при расшифровке аппаратного распределения $N(v)$, измеренного спектрометром с кристаллом стибьена Ф 70Н 70мм, методом сглаживающего дифференцирования (см. рис. 16). Можно также добавить, что авторы [6] использовали неправильную функцию световыхода $P(E)$. Из-за этого они получили в спектре нейтронов PuBe источника пик в области энергий нейтронов $\sim 0,9$ Мэв, который должен быть в области энергий $\sim 0,75$ Мэв и уменьшение количества нейтронов в спектре в области $E > 8$ Мэв.

То, что метод расшифровки [6] не всегда приводит к осцилляциям в полученном спектре нейтронов, показывают данные работы [19], являющейся ответной на критические замечания работы [14]. В работе [19] приведён следующий текст: "детектор регистрировал нейтроны реакции $\text{D}(d, n)$, причём энергия их изменялась последовательно от 4,1 до 6 Мэв. При расшифровке этого спектра в энергетическом распределении были обнаружены дополнительные нейтроны в области энергий от 1 до $\sim 2,5$ Мэв, количество которых не превышало 3,5% от общего числа". Исходя из этих данных, автор работы [19] делает вывод, что погрешность за счёт несовершенства методики расшифровки не превышала 3,5% при $E < 3$ Мэв. Возможно, что эта погрешность в данном случае была существенно меньше. При использовании реакции $\text{D}(d, n)$ в ускорителе могут появляться дополнительные нейтроны в результате реакции $\text{C}(d, n)$. Этот факт будет обсуждаться более подробно в настоящей

работе (см. рис. 19).

В работе [5] проводится анализ различных методов расфировки аппаратурных распределений. Наряду с весьма полезной информацией, касающейся четкой демонстрации неоднозначности получаемых спектров нейтронов при использовании матричных методов обработки, автор [5] указывает ошибочное утверждение, что с помощью методики дифференцирования спектр нейтронов может быть получен только в относительных единицах. В работе [2] показано, что нет таких принципиальных трудностей для получения спектра нейтронов в абсолютных единицах при использовании методики дифференцирования при преобразовании амплитудных распределений в энергетические спектры.

Критерием правильности получаемых спектральных распределений с помощью спектрометра по протонам отдачи могут служить следующие факторы.

1. Измерение абсолютных выходов изотопных источников, имеющих различные спектры.
2. Измерение полных сечений (методика пропускания пучка нейтронов через ослабляющие фильтры в условиях хорошей геометрии) различных элементов в диапазоне энергий $0,2 + 17$ Мэв.
3. Измерение сечений упруго и неупруго рассеянных нейтронов на ядрах различных элементов.
4. Не исключено, что изотопный источник нейтронов Cf^{252} также может быть использован в качестве калибровочного. По результатам последних исследований можно считать, что температура спектра нейтронов Cf^{252} , заключена в пределах $T = 1,4 + 1,45$ Мэв.
5. Сравнение с данными, полученными методом фотопластинок, для $E > 2$ Мэв, показывает хорошее согласие спектров нейтронов различной формы, в том числе и линейчатых, получаемых, например, в результате реакции $Be(d, n)$.

Целью настоящей работы является демонстрация возможностей однокристалльного сцинтилляционного спектрометра по протонам отдачи при измерении спектров нейтронов различных видов (плавных, плавно изменяющихся и линейчатых спектров) и использовании методики сглаживающего дифференцирования для преобразования амплитудных распределений в энергетические спектры нейт-

ронов. Поскольку одной из задач настоящего исследования являлось определение искажений функций $\Phi(E)$ за счёт формы линии, количество импульсов в каналах набиралось такое, чтобы статистическая ошибка при дифференцировании была в пределах нескольких процентов. Это достигалось за счёт набора в среднем не менее 10^4 имп/кан. (256 и 512 каналные анализаторы) и сглаживания функции $N(V)$ по 19 точкам. Для большей надёжности каждый спектр нейтронов измерялся 3 ÷ 5-и кратным повторением и расшифровка их проводилась независимая.

Все экспериментальные данные, представленные в работе, получены с помощью спектрометра, описанного в работе [2]. Интегральная нелинейность всего тракта спектрометра не превышала 1 ÷ 2% в области энергий нейтронов от 0,1 до 20 Мэв. Авторы работы не ставили перед собой задачу проведения строгого анализа различных методов расшифровки аппаратурных распределений. В работе сделана попытка дать практические рекомендации по использованию наиболее простых методов расшифровки, дающих приемлемую точность (для различных диапазонов энергий и размеров кристаллов стибьбена).

Основы метода расшифровки данных.

Основы метода достаточно подробно описаны в литературе, например, [2, 5, 13]. Здесь приведём лишь основные соотношения, необходимые для расшифровки аппаратурных распределений.

Связь между искомым энергетическим спектром нейтронов $\Phi(E)$ и распределением импульсов от протонов отдачи в шкале энергий протонов $N(E_p)$ выражается интегральным выражением:

$$N(E_p) = \int \Phi(E) g(E, E_p) dE \quad (1)$$

ядро которого $g(E_p, E)$ представляет собой вероятность создания импульса с амплитудой в интервале $E_p, E_p + \Delta E_p$ нейтроном с энергией E .

Метод дифференцирования аппаратурного распределения основан на выражении, получаемом при дифференцировании уравнения (1) по E_p .

$$dN(E_p)/dE_p = -\Phi(E)g(E, E_p) + \int_{E_p}^{E_{max}} \Phi(E) \frac{dg(E, E_p)}{dE_p} dE \quad (2)$$

В ряде работ [4, 12] сопоставлением результатов расчёта ядра интегрального уравнения (I) методом Монте-Карло с другими приближениями, учитывающими наличие ядер углерода, двукратное рассеяние, нелинейность световыхода и т.д. показано, что для водородсодержащего сцинтиллятора толщиной 20-40 мм лучшее приближение к точным значениям получается при представлении $g(E, E_p)$ в простейшем виде:

$$g(E, E_p) = \begin{cases} 1/E \cdot (1 - e^{-\Sigma_n h}), & E_p \leq E \\ 0, & E_p > E \end{cases} \quad (3)$$

При таком представлении ядра $g(E, E_p)$, интеграл в выражении (2) обращается в 0 и спектр нейтронов можно определить из выражения:

$$\phi(E) = - \frac{E}{1 - e^{-\Sigma_n h}} \cdot \frac{dN(E_p)}{dE_p} \quad (4)$$

С учётом нелинейности функции световыхода $P(E)$, выражение (4) будет выглядеть следующим образом:

или
$$\phi(E) = - K(E) \cdot \frac{dV}{dE} \cdot \frac{d}{dV} \left[N(V) \frac{dV}{dE} \right] \quad (5a)$$

$$\phi(E) = - K(E) \cdot \frac{d}{dE} \left[N(P) \frac{dP}{dE} \right] \quad (5b)$$

Здесь P - амплитуда импульсов от протонов отдачи в шкале энергий

$$K(E) = E / (1 - e^{-\Sigma_n h}), \quad h - \text{толщина сцинтиллятора}$$

Как видно из приведённых соотношений, для вычисления функции $\phi(E)$ с наименьшей погрешностью, необходимо знать следующие характеристики спектрометра: функции $K(E)$, $P(E)$ и dP/dE , энергетическое разрешение спектрометра и форму линии. Поскольку при аппроксимации $g(E, E_p)$ соотношением (3) не учитывается реальная форма линии, то в $\phi(E)$ возникает систематическая погрешность. С увеличением размеров кристаллов стибьена (т.е. с увеличением вклада многократного рассеяния) отклонение формы линии от прямоугольной будет возрастать и искажения в получаемом спектре - увеличиваться. Рассмотрим в дальнейшем на примерах, в какую сторону (увеличения или уменьшения) будут эти отклонения, при какой форме спектра они максимальны и для какого размера кристалла эти отклонения превышают $5 + 10\%$. Эти вопросы возникают из-за противоречивых данных, приведённых в литературе. Так в работе [23] ошибка оценивается положительной по знаку, а в работе [4] - отрицательной.

Калибровка энергетической шкалы спектрометра.

Функция $P(E)$ определяет связь между энергией падающих нейтронов и амплитудой, снимаемой с нагрузки ФЭУ (или на выходе спектрометрического усилителя). Значения $P(E)$ для различных энергий нейтронов выражаются, как правило, в шкале энергий комptonовских электронов отдачи, что удобно при практическом использовании этой функции для калибровки энергетической шкалы спектрометра. Для органических спинтилляторов световыход от электронов линейно связан с их энергией. Калибровку удобно делать с помощью изотопных источников γ -излучения, т.к. имеется достаточно большой их набор.

Функцию $P(E)$ можно прокалибровать также и в относительных единицах, важно только иметь возможность отградуировать энергетическую шкалу (определить нормировочный коэффициент) для того или иного аппаратного распределения $N(V)$. При этом, чем точнее будет отградуирована энергетическая шкала спектрометра, тем с меньшей погрешностью будет определена функция $\Phi(E)$ при прочих равных условиях. Определение функции $P(E)$ и нормировочного коэффициента с погрешностью, не превышающей $\pm 5\%$, можно считать удовлетворительным для решения многих практических задач ядерной физики.

Рассмотрим возможные методы градуировки энергетической шкалы спектрометра, которые можно подразделить на прямые и косвенные.

К прямым методам отнесём также способы градуировки энергетической шкалы спектрометра, при которых используется то же самое излучение (в данном случае нейтроны или протоны) для регистрации которого предназначен детектор. Градуировку энергетической шкалы спектрометра можно осуществить, используя нейтроны реакций $T(p,n)$, $D(d,n)$, $T(d,n)$, $Be(d,n)$, $Be(\alpha,n)$, метод "известных сечений" и т.д.

К косвенным методам отнесём способы калибровки энергетической шкалы спектрометра нейтронов путём применения других видов излучения, таких как γ , β , α , но при этом подразумевается известными нормировочные коэффициенты для перехода от одного вида излучения к другому. Перейдём к более подробному рассмотрению этих способов.

Прямые методы градуировки энергетической шкалы спектрометра.

Определение функции $P(E)$ с помощью моноэнергетических нейтронов.

Одним из наиболее распространённых способов является определение $P(E)$ на ускорителе Ван-де-Граафа. Для получения моноэнергетических нейтронов в области энергий от 0,1 до 20 Мэв используются реакции $T(p,n)$, $D(d,n)$, $T(d,n)$. Нижняя граница энергии определяется возможностями самого спектрометра. В качестве примера на рис. 1 приведены измеренные аппаратурные распределения $N(V)$ от моноэнергетических нейтронов с энергией от 0,5 до 5,5 Мэв, полученные в результате реакций $T(p,n)$ и $D(d,n)$. Толщины мишеней были 0,67 и 1,2 мг/см² соответственно (70 и 260 кэв). Кристалл стильбена размером Φ 30 и 30 мм. Поток нейтронов падал на кристалл по направлению, совпадающему с максимальным световыходом кристалла (в данном случае перпендикулярно оси цилиндра кристалла). В распределениях $N(V)$ учтён фон от окружающих предметов, а для распределения при $E=5,5$ Мэв кроме того фон за счёт реакции $C^{12}(d,n)$.

Преимущества этого метода очевидны, к недостаткам можно отнести некоторую трудоёмкость. Погрешность определения $P(E)$ не хуже $\pm 3\%$. Здесь и далее приводится погрешность, полученная авторами настоящей работы.

Определение $P(E)$ с помощью реакции $Be(d,n)$.

Получение значений функции $P(E)$ сразу для нескольких энергий рассмотрим на примере реакции $Be(d,n)$, в результате которой получают чётко выраженные нерегулярности в регистрируемом спектре нейтронов $\Phi(E)$. Эти нерегулярности возникают за счёт того, что ядро B^{10} имеет ряд возбуждённых состояний в области энергий от 0,77 до 6,81 Мэв [24]. Преимущества этого метода при определении функции $P(E)$ следующие. Можно получить необходимое число значений функции $P(E)$, используя одну бериллиевую мишень, за счёт изменения энергии бомбардирующих дейтронов. Полученные значения для $P(E)$ хорошо "связаны" между собой, т.к.

регистрируются одновременно для нескольких энергий (нестабильность аппаратуры сказывается меньше). Большой выход нейтронов реакции $\text{Be}(\alpha, n)$ позволяет использовать тонкие мишени ($0,1 \text{ мг/см}^2$), при этом практически не происходит ухудшения энергетического разрешения в полученном спектре $\Phi(E)$ за счёт мишени. В качестве иллюстрации на рис. 2 представлены энергетические распределения нейтронов $\Phi(E)$, полученные в результате реакции $\text{Be}(\alpha, n)$ при энергии дейтронов $E = 2,17$ и $0,81$ Мэв.

К недостаткам этого способа можно отнести невозможность получать значения функции $P(E)$ для $E > 10$ Мэв с необходимой точностью. Погрешность не хуже $\sim 1 + 3\%$ при использовании многоканального анализатора (например, 512-канального).

Определение функции $P(E)$ методом известных сечений.

Этот способ описан в работе [21] и напоминает обсуждаемый выше. В качестве источника нейтронов в этом случае удобно использовать ядерный реактор или изотопный источник нейтронов достаточной интенсивности ($\sim 10^8$ н/сек).

Детектором измеряется спектр нейтронов $\Phi(E)$, прошедших через какой-либо элемент с хорошо известной структурой в полных сечениях в условиях хорошей геометрии. Этот же спектр получают расчётным путём согласно выражению:

$$\Phi(E) = \Phi_0(E) \cdot e^{-\Sigma(E) \cdot t}$$

где

$\Phi_0(E)$ - падающий спектр нейтронов,
 t - толщина фильтра в см.

Полученный спектр $\Phi(E)$ исправляют с учётом энергетического разрешения спектрометра и сравнивают с экспериментальным. При наличии некоторых рассогласований между экспериментальным и расчётным спектром функция $P(E)$ корректируется в нужную сторону, экспериментальный спектр обрабатывается с учётом исправленной энергетической шкалы и сравнивается с расчётным.

Для лучшего уточнения функции $P(E)$ необходимо использовать набор фильтров из таких элементов, как С, Ве, В, Fe, и проводить измерения с несколькими толщинами каждого из них. Энергетичес-

кий диапазон этого способа - $0,1 \pm 16$ Мэв [21].

К недостаткам этой методики можно отнести громоздкость экспериментальной установки и получение данных в ограниченном энергетическом диапазоне при использовании одного элемента.

При проведении измерений с перечисленным выше набором элементов и достаточно большим набором толщин фильтров (3 ± 5), погрешность определения $P(E)$ будет не более $1 \pm 3\%$. В качестве примера на рис.3 представлен спектр нейтронов реактора, прошедших в условиях хорошей геометрии через 14 см железа [21].

Определение значений функции $P(E)$ с помощью нейтронных изотопных источников.

Определение функции $P(E)$ при некоторых значениях энергии возможно по аппаратному спектру нейтронов $N(\nu)$ изотопных источников, таких, например, как Pu^{238} , Be , Pu^{239} , F и др. При рассмотрении рис. 4 на котором представлен аппаратный спектр источника Pu^{238} Be видны нерегулярности в области энергий $\sim 3, 4, 6$ и 9 Мэв. Можно также использовать и значение энергии соответствующей концу спектра, в данном случае ~ 11 Мэв. Погрешность определения значений $P(E)$ для энергии 9 и 11 Мэв не превышает $\sim 3\%$, а для $3, 4$, и 6 Мэв $\sim 5 \pm 10\%$.

При известной зависимости функции $P(E)$ и линейности всего спектрометрического тракта, проверку калибровки энергетической шкалы спектрометра достаточно осуществить для значений энергий нейтронов $4, 6, 9, 11$ Мэв.

К недостаткам этого способа можно отнести сравнительно плохую точность $3 \pm 10\%$ и необходимость набирать весьма большую статистику импульсов. При $E \sim 9$ Мэв необходимо несколько сот импульсов в каждый канал при использовании 256 канальной системы и условия, что 11 Мэв находится в районе 250-го канала (см.рис.4). Поэтому этот способ можно использовать только для приблизительных оценок функции $P(E)$.

Существенную помощь в калибровке энергетической шкалы спектрометра может оказать изотропный источник нейтронов Pu^{239} Be с линейчатым спектром, получающимся за счёт конструкции источника [25]. В этом источнике выделено направление вылета α -час-

тиц и за этот счёт спектр нейтронов имеет существенные нерегулярности. Спектр этого источника представлен на рис. 5.

Используя этот источник можно определить значение функции $P(E)$ в области энергий от 0,3 до 11 Мэв с погрешностью $\sim 3 \div 10\%$. Погрешность для $E < 2$ Мэв будет $5 \div 10\%$, а для $E > 2 \div 3$ Мэв $3 \div 5\%$, которая обусловлена, в основном, некоторой неопределённостью в угле вылета α -частиц [25]. Погрешность в определении $P(E)$ можно уменьшить, если прокалибровать спектры этого источника спектрометром при одновременной калибровке энергетической шкалы этого же спектрометра с помощью моноэнергетических нейтронов на генераторе Ван-де Граафа. Тогда данным источником можно калибровать энергетическую шкалу новых спектрометров с погрешностью не превышающей $2 \div 3\%$.

К прямым методам можно также отнести калибровку энергетической шкалы спектрометра с помощью ускоренных протонов. Однако этот способ весьма трудоёмок и на практике его используют редко.

Вышеописанные методы калибровки энергетической шкалы спектрометра с кристаллом стибьена можно вполне использовать для аналогичных целей при определении характеристик других спектрометров таких, например, как водородный счётчик, счётчик с и т.д.

Косвенные методы градуировки энергетической шкалы спектрометра с органическим синтиллиатором.

Калибровку энергетической шкалы спектрометра можно осуществить с помощью γ -излучения, β -излучения и α -частиц.

Наиболее удобно производить градуировку энергетической шкалы, включая и определение линейности тракта спектрометра, используя набор изотопных источников γ -излучения.

Градуировка с помощью комптоновских электронов отдачи.

Этот способ получил наибольшее распространение вследствие его доступности и удобства. Имеется большое количество изотоп-

ных источников γ -излучения, охватывающих энергетическую область в широких пределах, от сотен кэв до 4,44 Мэв. Для получения γ -излучения с энергией больше 4 Мэв можно использовать реакцию захвата тепловых нейтронов такими элементами как Tc , Fe , N ($E_2^{макс.} = 7, 8, 10,8$ Мэв соответственно).

При взаимодействии γ -излучения с кристаллом стибьбена в основном регистрируются комптоновские электроны отдачи, имеющие распределение импульсов близкое к ступеньке. Энергию $E_{макс}$ определить несложно. Обычно берётся номер канала анализатора на высоте $\sim 0,6$ [27] от максимальной высоты столика (макс. производная). Погрешность в определении этой точки достаточно малая, поскольку разрешение спектрометра для γ -излучения Cs^{137} $8 \div 10\%$, а для γ -излучения $Pu-Be$ - $3 \div 5\%$. Погрешность при определении точек привязок к соответствующей энергии $E_{макс.}$ существенно уменьшается при использовании набора γ -источников.

Линейность энергетической шкалы спектрометра удобно определить не только с помощью нескольких изотопных γ -источников, но и с помощью одного источника, имеющего набор γ -линий, такого, например, как $KaC (Bi^{214})$. С помощью этого источника можно проверить линейность и калибровку энергетической шкалы спектрометра в области энергий $E_{макс.}$ от 0,2 до 2 Мэв. На рис. 6 представлен аппаратный спектр источника KaC , измеренный с помощью спектрометра с кристаллом стибьбена $\phi 30 \times 30$ мм.

Из представленных данных на рис. 6 видно, что в спектре этого источника чётко выделяются γ -линии имеющие средние энергии 0,34; 0,6; 1,12; 1,78; 2,2 Мэв, что соответствует в шкале $E_{макс.}^e$ 0,19; 0,43; 0,92; 1,54; 1,96 Мэв.

При совмещении измерений функции $P(E)$ прямыми методами (калибровка с помощью нейтронов) с измерением распределений комптоновских электронов отдачи от изотопных источников γ -излучения, в дальнейшем энергетическую шкалу данного спектрометра можно градуировать с помощью источников γ -излучения по выверенному нормировочному коэффициенту. Обычно справедлива нормировка согласно соотношению

$$E_{макс.}^e (Zn^{65}) = 3,1 \text{ Мэв (энергия нейтр.)} \quad (6)$$

Это соотношение справедливо в случае падения нейтронов на крист-

талл стильбена по направлению минимального световыхода и РС цепочки, обеспечивающей полный сбор светового импульса.

Из-за анизотропии кристалла соотношение (6) может измениться, т.е. $E_{\text{макс.}}^e (Zn^{65}) = 2,6 \text{ Мэв} (E_n)$ в случае падения потока нейтронов на кристалл по направлению максимального световыхода при сохранении всех остальных условий изменёнными.

По отношению к комптоновским электронам отдачи кристалл стильбена изотропен (амплитуда импульсов не зависит от ориентации кристалла по отношению к падающему потоку γ -излучения) что обусловлено, по видимому, сложной траекторией движения электрона в кристалле.

Если РС цепочка не обеспечивает полного сбора светового импульса или входное устройство (усилителя, анализатора и т.д.) имеет некоторую избирательность к фронту регистрируемого импульса, то соотношение (6) должно быть записано

$$E_{\text{макс.}}^e (Zn^{65}) \geq 3,1 \text{ Мэв и, как правило,}$$

$$E_{\text{макс.}}^e (Zn^{65}) = 3,1 \div 3,5 \text{ Мэв}$$

Градуировка энергетической шкалы спектрометра с помощью только изотопных источников γ -излучения может привести к существенной ошибке до $\sim 30\%$, за счёт анизотропии кристалла и чувствительности входных устройств к фронтам импульсов.

Градуировка энергетической шкалы спектрометра с помощью α и β -частиц не может претендовать на хорошую точность (погрешность может достигать 100% и больше) и поэтому мало распространена на практике. Эти способы описаны в работе [7].

Не останавливаясь подробно на них, отметим, что они пригодны для приближённой оценки энергетической шкалы нейтронного спектра.

При использовании источников α -излучения для градуировки энергетической шкалы спектрометра невозможно получить хорошей точности по двум причинам. Во-первых, функция $P(E)$ для α -частиц нелинейно связана с их энергией, во-вторых, при бомбардировке кристалла α -частицами поверхностный слой его делается

менее прозрачным и амплитуда импульсов от α -частиц уменьшается.

Из сказанного следует, что для достижения высокой точности при калибровке энергетической шкалы спектрометра ($\pm 3\%$) необходимо использовать прямые методы градуировки с помощью моноэнергетических или линейчатых спектров нейтронов.

Из косвенных способов наиболее точен и удобен метод градуировки с использованием комптоновских электронов отдачи. Однако, его необходимо совмещать с прямыми методами градуировки, чтобы избежать ошибок из-за анизотропии кристалла стильбена и других факторов.

Аналитическое выражение для функции $P(E)$.

Функция $P(E)$, полученная с помощью вышеописанных экспериментальных методов, может быть представлена следующим эмпирическим соотношением:

$$P(E) = V(\omega) \cdot E^{3/2} \exp(0,016 E^{-3/2} - 0,021 E^{0,9}) \quad (7)$$

где $V(\omega)$ - коэффициент, зависящий от угла ω , между направлением падения нейтронов на кристалл и оптической осью кристалла, которая обычно совпадает с геометрической осью цилиндрического кристалла стильбена. Коэффициент V нормирует значения $P(E)$ в шкале энергий комптоновских электронов отдачи.

Из (7) следует, что

$$\partial P / \partial E = P(E) (1,5E^{-1} - 0,024 E^{-2,5} - 0,0189 E^{-1}) \quad (8)$$

Эксперименты показали, что коэффициент V изменяется с ω по закону $V(\omega) = V_{\text{мин.}} (1 + 0,2 \sin \omega)$, для всех исследованных кристаллов стильбена с размерами от 10×10 до 70×70 мм в диапазоне энергий нейтронов от 0,2 до 20 Мэв. Во всех случаях, независимо от энергии нейтронов и размеров кристалла, получены следующие соотношения:

$$V_{\text{мин.}} = 0,176, \quad V_{\text{макс.}} = 0,212.$$

Как правило, $V_{\text{мин.}}$ получалось при $\omega = 0^\circ$; а $V_{\text{макс.}}$ при $\omega = 90^\circ$. Значения $P(E)$, вычисленные по формуле (7) в области энергий

нейтронов $0,2 \leq E \leq 20$ Мэв отличаются от экспериментальных не более чем на $2 + 3\%$.

Зависимость $P(E)$ для случая $V=0,176$ представлена на рис.7. Там же, для сравнения, приведена функция $P(E)$, вычисленная согласно полуэмпирической формуле Бирса при $KV=0,012$ [26]. Из рис. видно, что данные удовлетворительно согласуются между собой в области энергий нейтронов выше 6 Мэв. На этом же рисунке приведена функция $P(E)$ для сцинтиллятора $\sqrt{E-213}$ [27]. Эти данные при $E > 3$ Мэв хорошо согласуются с результатами для кристалла стибьена. Более низкие значения $P(E)$ для $\sqrt{E-213}$ при $E \leq 3$ Мэв обусловлены, видимо, различием молекулярно-кристаллического строения этих сцинтилляторов.

Для удобства использования значения функций $P(E)$ и dP/dE , вычисленные согласно (7) и (8) для $V=0,176$, представлены в таблице I приложения.

Литература.

1. Столярова Е. Л. "Нейтронные спектрометры и их применение в прикладных задачах", М. Атомиздат, 1969.
2. Кухтевич В. И., Трыков Л. А., Трыков О. А. "Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр", М. Атомиздат, 1971.
3. *Tomz M. E., NJM, 92 (1971), 61.*
4. Золотухин В. Г. и др. "БИЦЯД, вып. I, М. Атомиздат, 1964.
5. Дорошенко Г. Г., "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", сб. статей под редакцией Кымеля Л.Р., вып. II, М., Атомиздат, 1970, стр.144.
6. *Cialella C.M. and Dovanney J.A., NJM, 60 (1968), 269*
7. Егоров Ю.А., "Сцинтилляционный метод спектрометрии гамма-излучения и быстрых нейтронов", М., Госатомиздат, 1966.
8. *Buggis W.R. and Verbinski V.V., NJM, 67, (1969), 181*
9. *Kuchniz F.T. and Linch F.J. IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15, N°3 (1968), 207.*
10. *Heistek L.J. and Van der Zwaan, NJM, 80 (1970), 213*
11. *Furuta J, Kinbara S. and Kaieda K, NJM, 84 (1970), 269*
12. Казанский Ю.А., Трыков Л.А. и др. Ат. Эн., 20, 1966, 143.
13. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. "Основы экспериментальных методов ядерной физики", М., Атомиздат, 1970.
14. *Meyer W. and et al, NJM, 70 (1969), 221.*
15. Тьяков Н.Д. и др., сб. "Прикладная ядерная спектроскопия", вып. I., М., Атомиздат, 1970, стр.24.
16. *Anderson M. E., Neff R.A., Trans. ANS, 12 (1969), 459*
17. *Van der Zwaan, Canadian Journal of Physics, 40 (1962), 1524*
18. *Lehman R. L., NJM, 60 (1968), 253.*
19. *Cialella C.M., NJM, 70 (1969), 225.*
20. Даруга В.К. и др. "Измерение спектров и абсолютного выхода нейтронов изотопных источников", доклад на 20-м ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра", январь 1970, Ленинград.
21. Кухтевич В.И., Трыков Л.А., Трыков О.А., А.Э., 23 (1967), 191.
22. *Green L. ANS Transaction, 14, 119 (1972)*
23. *Bzeek H.W. and Anderson C. E., Rev. Sci. Instr., 31 (1960), 1063*

24. *Ajzenberg F, Phys Rev, 82, 43 (1951)*
25. Тюфяков Н.Д. и др. *А.Э., 32, 311 (1972)*
26. Физика быстрых нейтронов, том I, под редакцией Дж. Мариона
27. *Verbinski V.V. and et al, NJM, 65, (1968), 8.*
28. *BNL 325, Neutron Cross Sections, Supplement No. 2, VII A, 1966*
29. Дзделепов Б.С., Пекер А.К. "Схемы распада радиоактивных ядер", Изд-во АН СССР, 1958.
30. Трыков Л.А., Кухтевич В.И., Горячев И.В., *ПТЭ, 6(1967), 62.*

ТАБЛИЦА I.

Функции световыхода $P(E)$, dP/dE и Эффективности $K(E)$ для кристаллов стильбена.

E_{II} Мэв	$P(E)$ $B=0,176$	dP/dE	$K(E)$				
			мм 5	10	20	30	70
I	2	3	4	5	6	7	8
0,1	0,0093	0,0680					
0,2	0,0187	0,1149	0,6633	0,3739	0,2339	0,1910	0,1543
0,3	0,0316	0,1422	1,354	0,7456	0,4478	0,3510	0,2652
0,4	0,0470	0,1641	2,203	1,197	0,7010	0,5420	0,3841
0,5	0,0644	0,1831	3,191	1,717	0,9877	0,7521	0,5110
0,6	0,0836	0,2000	4,301	2,297	1,305	0,9822	0,8450
0,7	0,1043	0,2154	5,522	2,943	1,650	1,230	0,7862
0,8	0,1266	0,2296	6,845	3,621	2,020	1,495	0,9340
0,9	0,1502	0,2428	8,265	4,357	2,414	1,776	1,068
1,0	0,1751	0,2552	9,776	5,138	2,830	2,072	1,240
1,1	0,2012	0,2668	11,37	5,962	3,269	2,382	1,415
1,2	0,2285	0,2779	13,06	6,829	3,728	2,706	1,586
1,3	0,2568	0,2884	14,82	7,737	4,208	3,044	1,764
1,4	0,2861	0,2984	16,66	8,685	4,708	3,395	1,946
1,5	0,3164	0,3079	18,59	9,671	5,228	3,759	2,135
1,6	0,3477	0,3171	20,59	10,70	5,766	4,136	2,326
1,7	0,3800	0,3259	22,66	11,76	6,324	4,525	2,527
1,8	0,4129	0,3344	24,82	12,86	6,900	4,927	2,731
1,9	0,4467	0,3426	27,04	14,00	7,495	5,341	2,940
2,0	0,4814	0,3505	29,34	15,18	8,109	5,768	3,155
2,1	0,5168	0,3581	31,72	16,39	8,741	6,207	3,374
			34,16	17,64	9,391	6,658	3,599

1	2	3	4	5	6	7	8
2,2	0,5530	0,3655					
2,3	0,5900	0,3727	36,68	18,92	10,06	7,121	3,828
2,4	0,6275	0,3797	39,28	20,24	10,75	7,596	4,063
2,5	0,6659	0,3864	41,94	21,60	11,45	8,083	4,303
2,6	0,7048	0,3930	44,69	23,00	12,17	8,582	4,547
2,7	0,7444	0,3993	47,49	24,43	12,91	9,093	4,797
2,8	0,7847	0,4056	50,37	25,90	13,67	9,616	5,052
2,9	0,8255	0,4116	53,33	27,40	14,45	10,15	5,312
3,0	0,8670	0,4175	56,36	28,93	15,24	10,70	5,577
3,1	0,9090	0,4232	59,45	30,51	16,06	11,26	5,848
3,2	0,9516	0,4288	62,63	32,12	16,89	11,83	6,123
3,3	0,9948	0,4343	65,87	33,77	17,74	12,41	6,403
3,4	1,0380	0,4396	69,19	35,45	18,60	13,01	6,689
3,5	1,0830	0,4448	72,58	37,17	19,49	13,61	6,979
3,6	1,1270	0,4499	76,04	38,93	20,39	14,23	7,275
3,7	1,1730	0,4549	79,57	40,72	21,31	14,81	7,576
3,8	1,2180	0,4598	83,18	42,55	22,25	15,51	7,882
3,9	1,2650	0,4645	86,89	44,41	23,21	16,16	8,193
4,0	1,3110	0,4692	90,61	46,31	24,19	16,83	8,509
4,1	1,3580	0,4737	94,44	48,25	25,18	17,51	8,831
4,2	1,4060	0,4782	98,34	50,23	26,20	18,20	9,157
4,3	1,4540	0,4826	102,30	52,24	27,23	18,90	9,489
4,4	1,5030	0,4869	106,40	54,29	28,28	19,63	9,826
4,5	1,5510	0,4909	110,50	56,37	29,34	20,35	10,160
4,6	1,6010	0,4952	114,70	58,49	30,43	21,10	10,510
4,7	1,6510	0,4992	118,90	60,65	31,54	21,85	10,86
			123,30	62,85	32,66	22,62	11,22

I	2	3	4	5	6	7	8
4,8	I,7010	0,5031					
4,9	I,7510	0,5070	I27,70	65,08	33,80	23,40	11,59
5,0	I,8020	0,5108	I32,20	67,35	34,96	24,18	11,95
5,1	I,8530	0,5146	I36,80	69,66	36,14	24,99	12,33
5,2	I,9050	0,5182	I41,40	72,01	37,34	25,80	12,71
5,3	I,9570	0,5218	I46,10	74,39	38,55	26,63	13,10
5,4	2,0090	0,5254	I50,90	76,81	39,79	27,47	13,48
5,5	2,0620	0,5288	I55,80	79,27	41,05	28,33	13,88
5,6	2,1150	0,5322	I60,70	81,76	42,32	29,19	14,28
5,7	2,1680	0,5355	I65,70	84,30	43,61	30,07	14,69
5,8	2,2220	0,5388	I70,80	86,87	44,92	30,96	15,10
5,9	2,2760	0,5420	I76,00	89,48	46,25	31,86	15,51
6,0	2,3310	0,5452	I81,20	92,13	47,60	32,78	15,94
6,1	2,3850	0,5483	I86,60	94,81	48,97	33,71	16,36
6,2	2,4400	0,5513	I92,00	97,54	50,36	34,65	16,80
6,3	2,4960	0,5543	I97,40	100,3	51,76	35,61	17,24
6,4	2,5510	0,5573	203,00	103,1	53,19	36,57	17,68
6,5	2,6070	0,5602	208,60	105,9	54,64	37,55	18,13
6,6	2,6630	0,5630	214,30	108,8	56,10	38,55	18,58
6,7	2,7200	0,5658	220,10	111,7	57,58	39,55	19,05
6,8	2,7760	0,5685	226,00	114,7	59,09	40,57	19,51
6,9	2,8330	0,5712	232,00	117,7	60,61	41,61	19,98
7,0	2,8910	0,5739	238,00	120,7	62,15	42,65	20,46
7,1	2,9480	0,5765	244,00	123,8	63,72	43,71	20,94
7,2	3,0060	0,5791	250,20	126,9	65,30	44,83	21,43
7,3	3,0640	0,5816	256,50	130,1	66,90	45,87	21,93
7,4	3,1220	0,5841	262,80	133,3	68,52	46,96	22,43
			269,20	136,5	70,16	48,08	22,93

1	2	3	4	5	6	7	8
7,5	3,1610	0,5865	275,7	139,8	71,82	49,20	23,44
7,6	3,2390	0,5889	282,3	143,1	73,51	50,34	23,96
7,7	3,2980	-0,5913	288,9	146,4	75,21	51,49	24,48
7,8	3,3580	0,5936	295,7	149,9	76,93	52,65	25,01
7,9	3,4170	0,5958	302,5	153,3	78,67	53,83	25,54
8,0	3,4770	0,5981	309,4	156,7	80,43	55,02	26,08
8,1	3,5370	0,6003	316,4	160,2	82,21	56,23	26,63
8,2	3,5970	0,6024	323,4	163,8	84,01	57,44	27,18
8,3	3,6570	0,6046	330,6	167,4	85,84	58,67	27,73
8,4	3,7180	0,6067	337,8	171,0	87,68	59,92	28,30
8,5	3,7790	0,6087	345,1	174,7	89,54	61,18	28,87
8,6	3,8400	0,6108	352,5	178,4	91,42	62,45	29,44
8,7	3,9010	0,6127	359,9	182,2	93,33	63,74	30,02
8,8	3,9620	0,6147	367,5	186,0	95,25	65,04	30,61
8,9	4,0240	0,6166	375,1	189,8	97,20	66,35	31,20
9,0	4,0850	0,6185	382,8	193,7	99,16	67,68	31,80
9,1	4,1470	0,6204	390,6	197,6	101,1	69,02	32,40
9,2	4,2100	0,6222	398,5	201,6	103,2	70,37	33,01
9,3	4,2720	0,6240	406,4	205,6	105,2	71,74	33,62
9,4	4,3340	0,6258	414,5	209,6	107,2	73,12	34,25
9,5	4,3970	0,6275	422,6	213,7	109,3	74,52	34,87
9,6	4,4600	0,6293	430,8	217,8	111,4	75,93	35,51
9,7	4,5230	0,6309	439,1	222,0	113,5	77,35	36,15
9,8	4,5860	0,6326	447,5	226,2	115,6	78,79	36,79
9,9	4,6440	0,6342	456,0	230,5	117,8	80,26	37,44
10,0	4,7130	0,6358	464,5	234,8	120,0	81,71	38,10
10,1	4,7770	0,6374	473,1	239,1	122,2	83,19	38,76

I	2	3	4	5	6	7	8
10,2	4,840	0,6389	481,9	243,5	124,4	84,69	39,43
10,3	4,904	0,6405	490,7	247,9	126,6	86,20	40,11
10,4	4,968	0,6420	499,6	252,4	128,9	87,72	40,79
10,5	5,033	0,6434	508,5	256,9	131,2	89,26	41,48
10,6	5,097	0,6449	517,6	261,5	133,5	90,81	42,17
10,7	5,162	0,6463	526,7	266,1	135,8	92,38	42,87
10,8	5,226	0,6467	536,0	270,7	138,1	93,96	43,58
10,9	5,291	0,6491	545,3	275,4	140,5	95,55	44,30
11,0	5,356	0,6504	554,7	280,1	142,9	97,16	45,01
11,1	5,421	0,6518	564,2	284,9	145,3	98,79	45,73
11,2	5,487	0,6531	573,8	289,7	147,7	100,4	46,47
11,3	5,552	0,6543	583,5	294,6	150,2	102,1	47,20
11,4	5,617	0,6560	593,2	299,5	152,7	103,7	47,95
11,5	5,683	0,6568	603,1	304,4	155,2	105,4	48,70
11,6	5,749	0,6580	613,0	309,4	157,7	107,1	49,45
11,7	5,815	0,6592	623,0	314,5	160,2	108,8	50,21
11,8	5,881	0,6604	633,1	319,5	162,8	110,6	50,98
11,9	5,947	0,6616	643,3	324,7	165,4	112,3	51,76
12,0	6,013	0,6627	653,6	329,8	168,0	114,1	52,54
12,1	6,079	0,6638	664,0	335,1	170,6	115,8	53,33
12,2	6,146	0,6649	674,4	340,3	173,3	117,6	54,12
12,3	6,212	0,6660	685,0	345,6	176,0	119,4	54,92
12,4	6,279	0,6670	695,7	351,0	177,7	121,2	55,73
12,5	6,346	0,6680	706,4	356,4	181,4	123,1	56,54
12,6	6,413	0,6691	717,2	361,8	184,1	124,1	57,36
12,7	6,479	0,6700	728,1	367,3	186,9	126,8	58,19

12,8	6,547	0,6710					
12,9	6,614	0,6720	739,1	372,8	189,7	128,1	59,02
13,0	6,681	0,6729	750,2	378,4	192,5	130,5	59,86
13,1	6,748	0,6738	761,4	384,0	195,3	132,5	60,71
13,2	6,816	0,6747	772,7	389,7	198,2	134,4	61,56
13,3	6,883	0,6756	784,1	395,4	201,1	136,3	62,42
13,4	6,951	0,6765	795,5	401,1	204,0	138,3	63,28
13,5	7,019	0,6773	807,1	406,9	206,9	140,2	64,16
13,6	7,087	0,6782	818,8	412,8	209,8	142,2	65,03
13,7	7,154	0,6790	830,5	418,7	212,8	144,2	65,92
13,8	7,222	0,6798	842,3	424,6	215,8	146,2	66,81
13,9	7,290	0,6805	854,3	430,6	218,8	148,3	67,71
14,0	7,358	0,6813	866,3	436,7	221,9	159,3	68,62
14,1	7,426	0,6821	878,4	442,7	224,9	152,4	69,53
14,2	7,495	0,6828	890,6	448,9	228,0	154,4	70,45
14,3	7,563	0,6835	902,9	455,0	231,1	156,5	71,37
14,4	7,631	0,6842	915,3	461,3	234,3	158,6	72,30
14,5	7,700	0,6849	927,8	467,8	237,4	160,8	73,24
14,6	7,768	0,6862	940,4	473,9	240,7	162,9	74,19
14,7	7,837	0,6869	953,1	480,2	243,8	165,1	75,14
14,8	7,906	0,6875	965,8	486,6	247,1	167,2	76,10
14,9	7,974	0,6878	978,7	493,1	250,4	169,4	77,07
15,0	8,043	0,6881	991,7	499,6	253,6	171,6	78,04

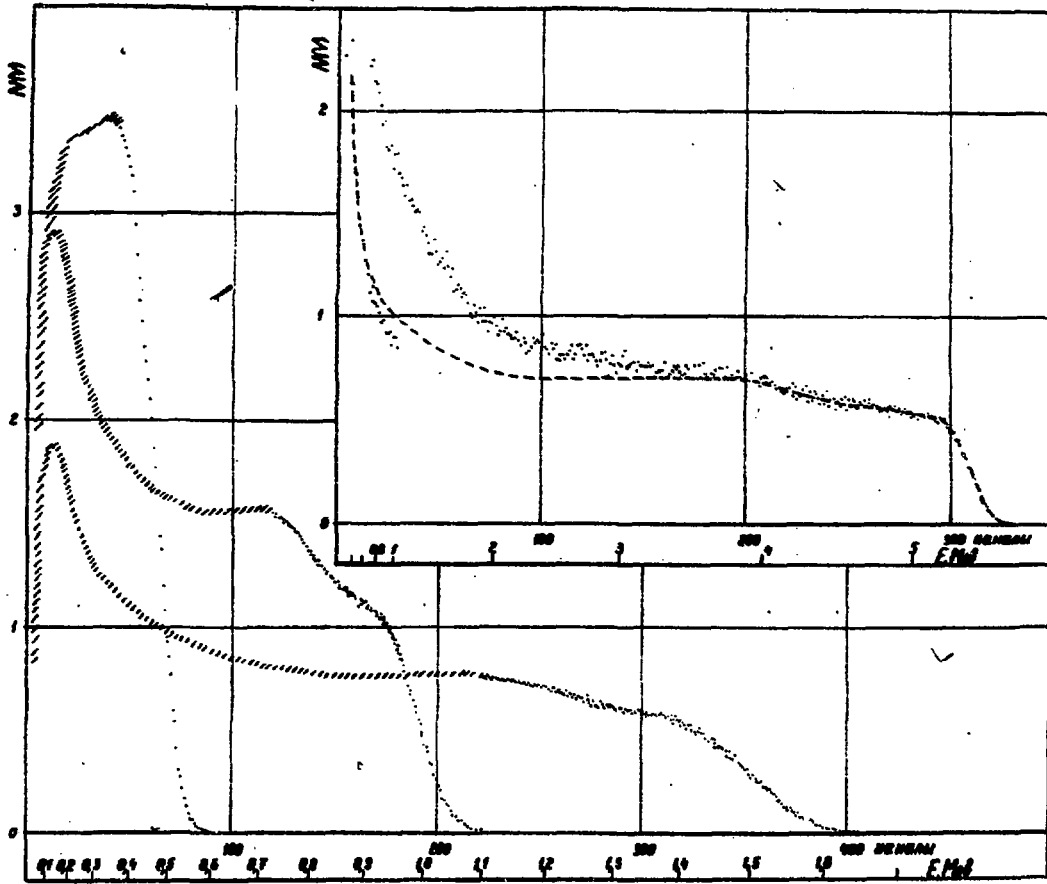


Рис. 1. Аппаратурные распределения $N(v)$ для энергий нейтронов 0,5 ; 1,0 ; 1,5 и 5,5 МэВ, кристалл стиблена Φ 30 и 30 мм
// --- - данные с учётом фона.
Поток нейтронов падал перпендикулярно к оси кристалла (максимальный световыход).

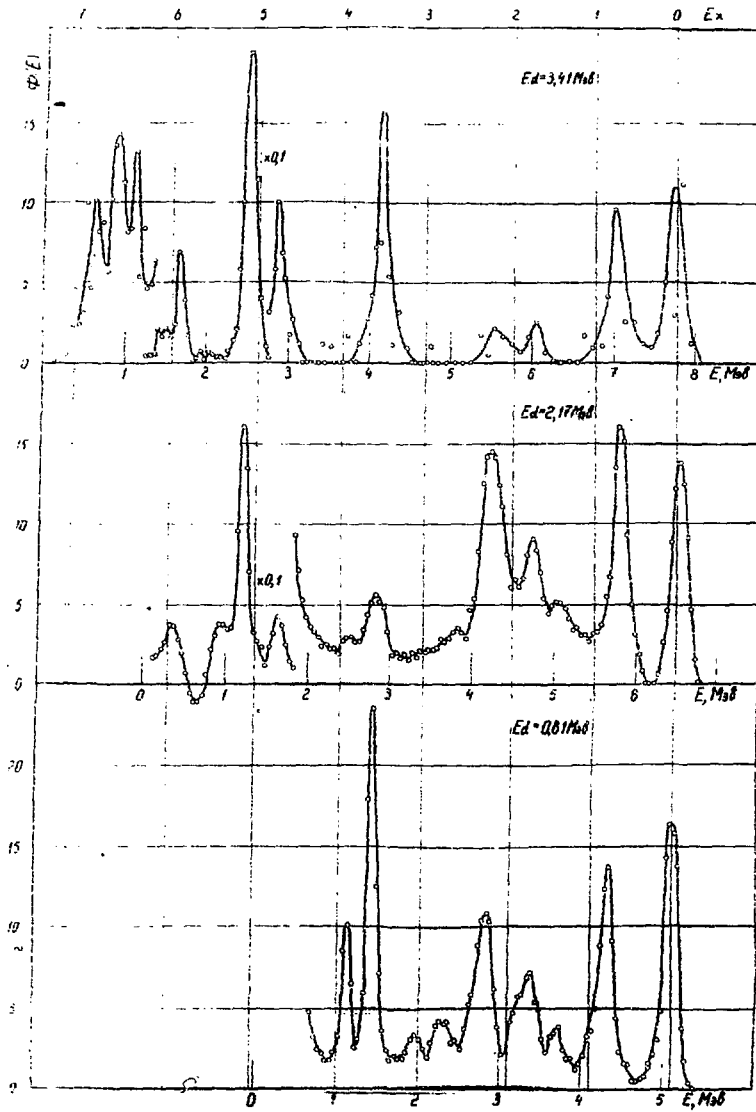


Рис.2. Энергетические распределения нейтронов из реакции $\text{Be}(\alpha, n)$, $E_d = 0,81$ и $2,17$ Мэв кристалл стильбена $\Phi 30$ и 10 мм $E_d = 3,41$ Мэв - фотопластинки [24].

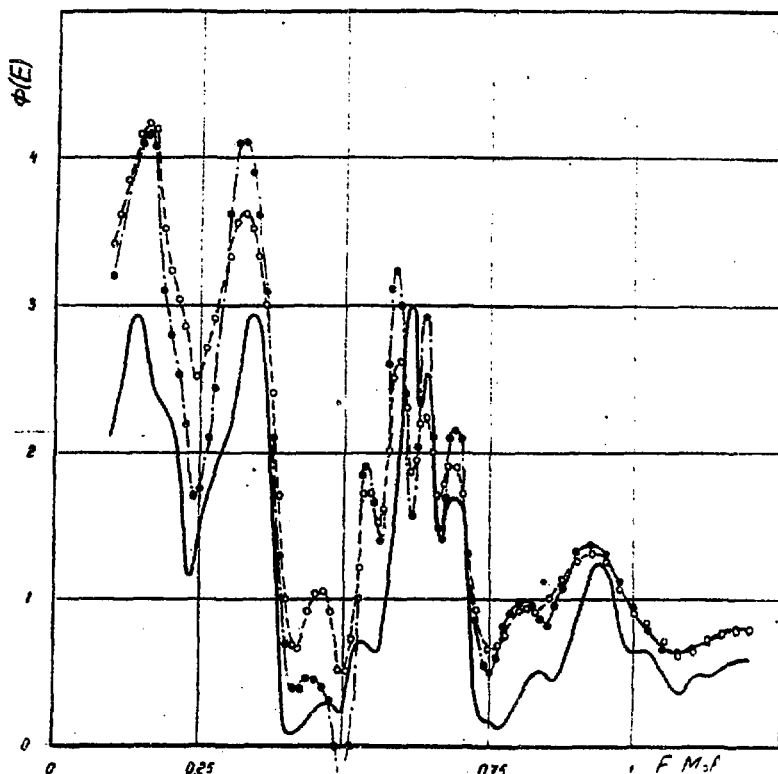


Рис. 3. Энергетическое распределение нейтронов спектра реактора, прошедших через фильтр из железа толщиной 14 см в условиях хорошей геометрии.

- - кристалл стильбена Φ 30 и Н 20 мм
- - кристалл стильбена Φ 30 и Н 2 мм
- - расчёт по данным работы [28] с учётом функции разрешения спектрометра.

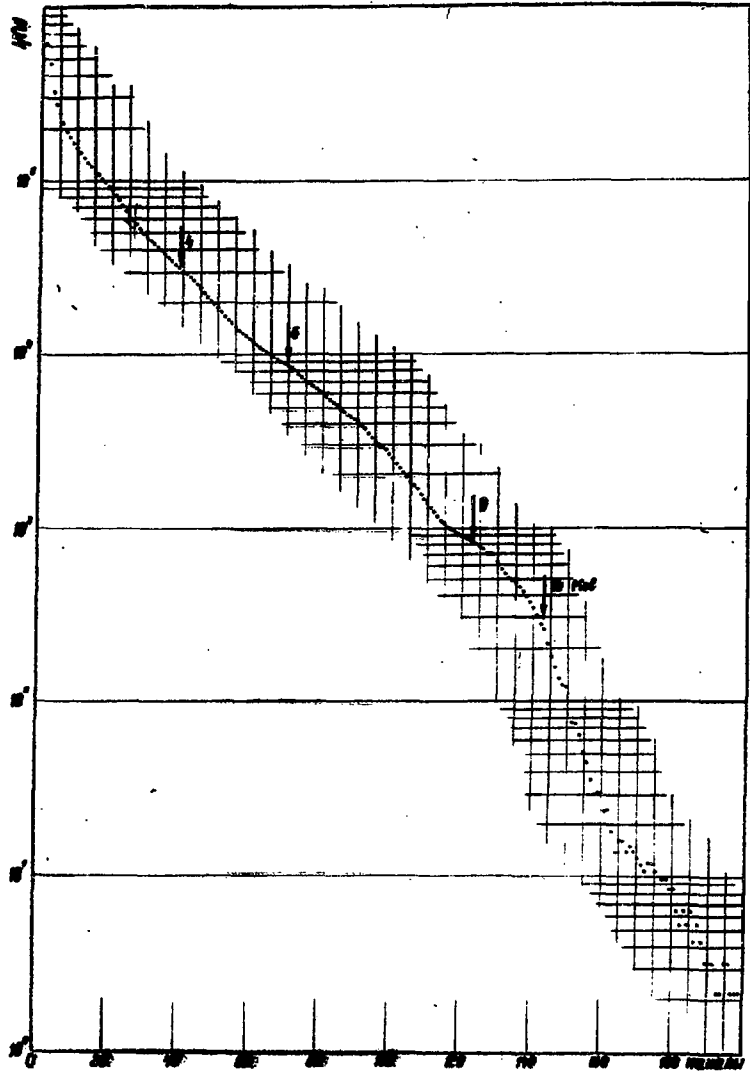


Рис. 4. Аппаратурные распределение нейтронов от Pu^{238} в источнике, измеренное спектрометром с кристаллом стибьбена Φ 70 и 70 мм.

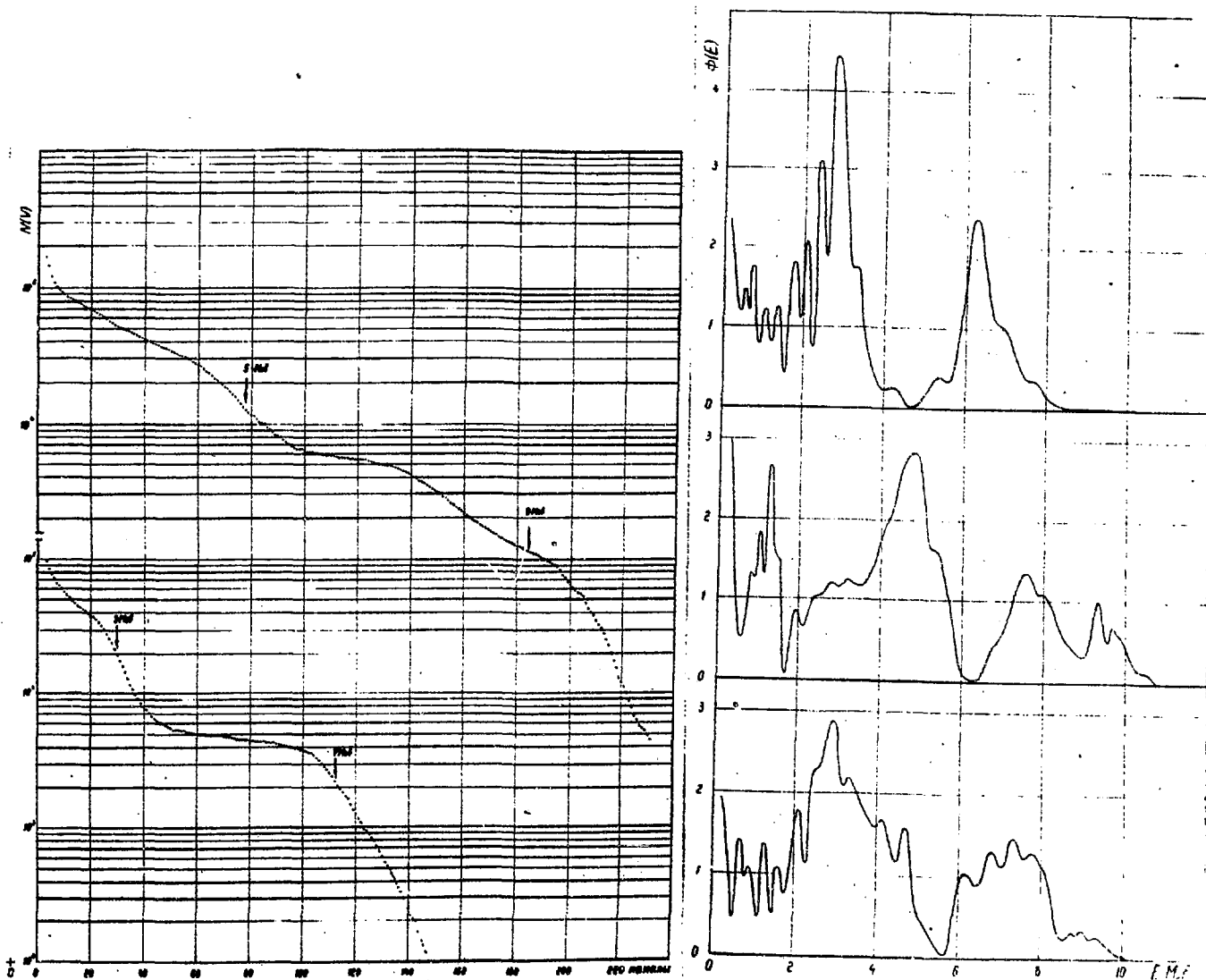


Рис. 5. Источник Pu^{238} Ве гетерогенного типа.
а. Аппаратурные распределения, измеренные по направлению (вверху) и против направления движения α -частиц.
б. Энергетические распределения, измеренные против направления, по направлению и перпендикулярно направлению движения α -частиц (сверху вниз соответственно), кристалл стильбена Φ 30 H 10 мм.

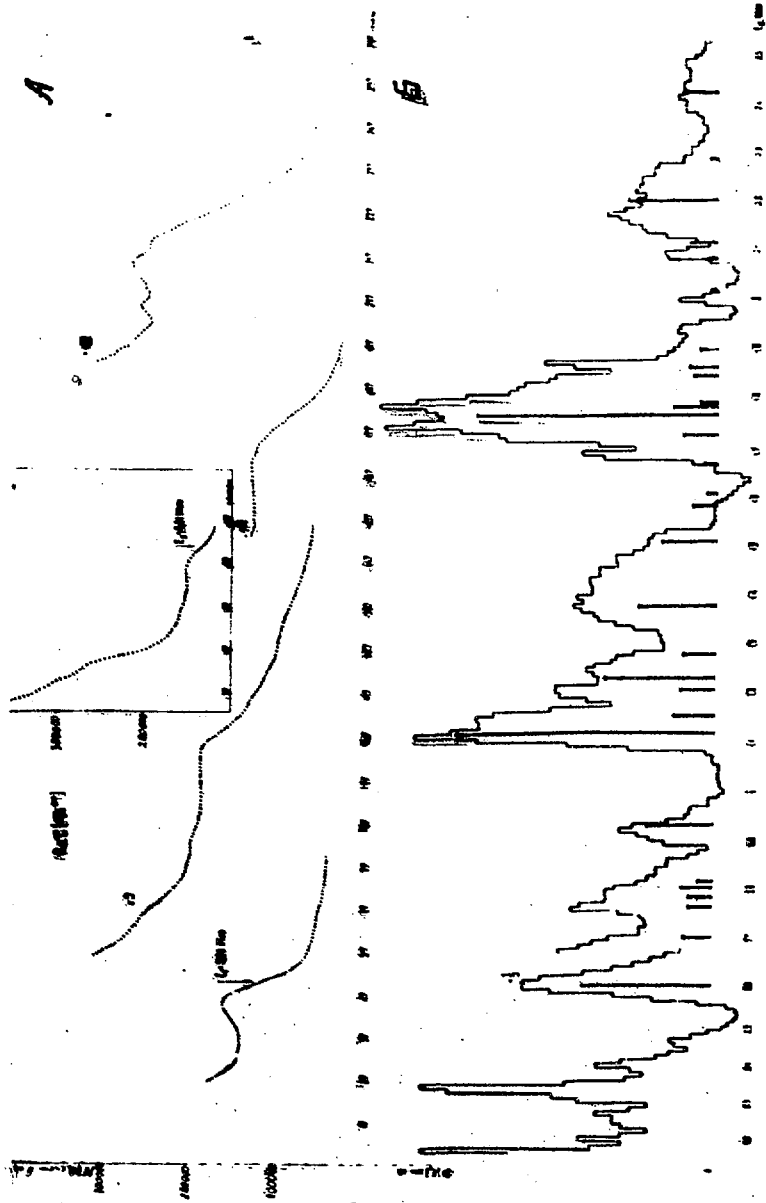


Рис.6. Источник γ -излучения RaC. а. аппаратурное распределение
б. энергетическое распределение
I - данные работы [29]
II - данные работы [30]
кристалл стильбена Φ 30 H 30 мм.

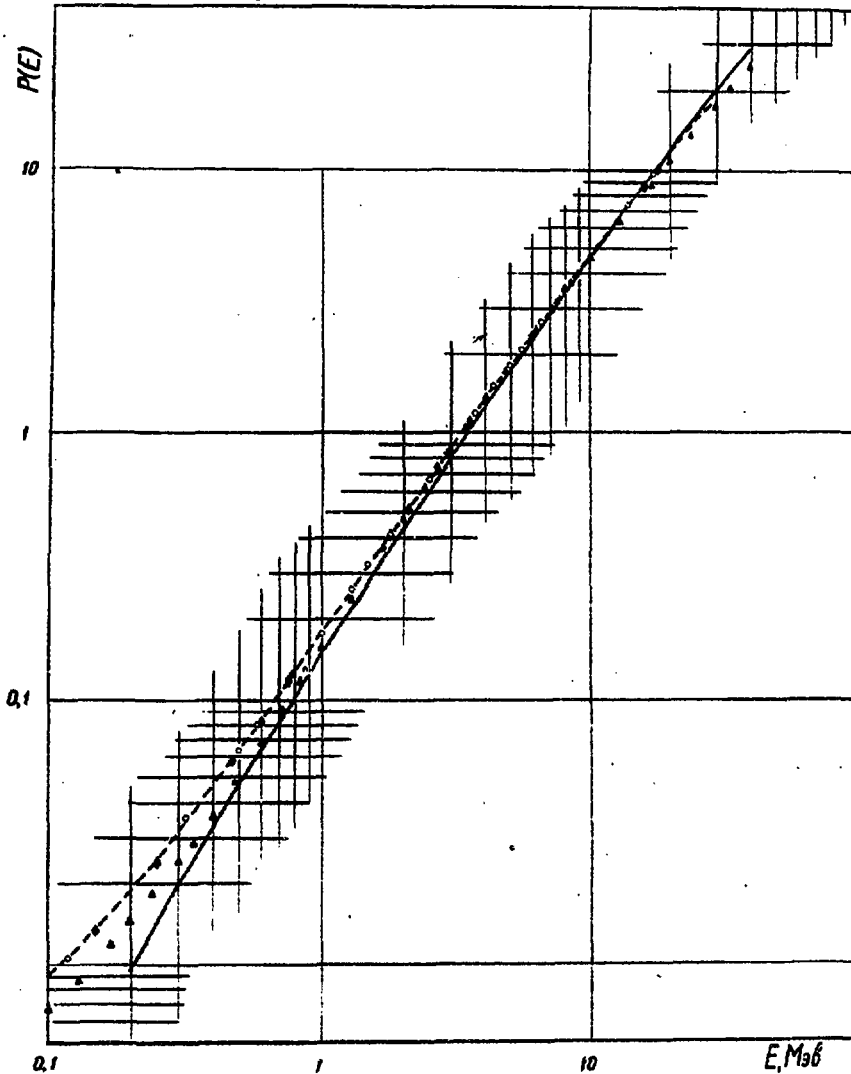


Рис. 7. Световыход в зависимости от энергии падающих нейтронов для стильбена и NE-213.

- — вычисленный для $KB=0,012$ [26].
- - - - вычисленный согласно эмпирическому выражению (?).
- — экспериментальные данные, полученные с помощью моноэнергетических нейтронов из реакций $T(p,p)$, $D(d,p)$, $T(d,p)$.
- ◆ — экспериментальные данные, полученные с помощью пропускания нейтронов спектра реактора в условиях хорошей геометрии через фильтры из железа, углерода и бериллия.
- ▲ — экспериментальные данные для NE - 213 [27].



Препринт ФЭИ-329 Т-12306 от 27/Х-72 г. Заказ № 493
Тираж 120 экз. Объем 2 усл.п.л. цена 20 коп.

Отпечатано на ротапринте ФЭИ, октябрь 1972 г.