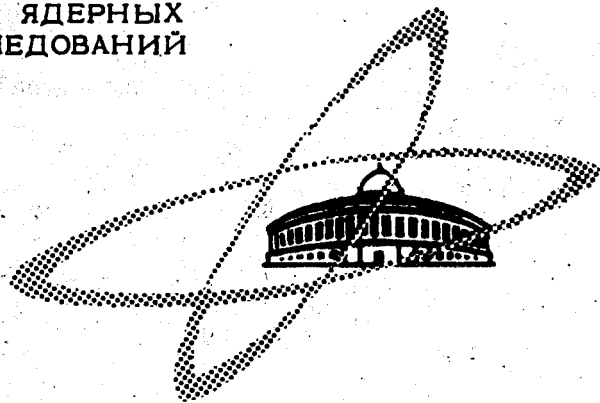


ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

4053/2-71



P 13 - 6053

И. Войтковска, В.С. Евсеев,
Т. Козловски, В.С. Роганов

СПЕКТРОМЕТР НЕЙТРОНОВ
НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛА СТИЛЬБЕНА

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1971

P 13 - 6053

И. Войтовска¹, В.С. Евсеев,
Т. Козловски¹, В.С. Роганов

СПЕКТРОМЕТР НЕЙТРОНОВ
НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛА СТИЛЬБЕНА

Направлено в журнал "Nukleonika"

¹Институт ядерных исследований, Свек, ПНР

Введение

Идеальный нейтронный спектрометр должен обладать одновременно многими качествами: быстродействием, большой и достаточно хорошо известной эффективностью, хорошим энергетическим разрешением, несложной формой аппаратурных кривых, широким энергетическим диапазоном, слабой чувствительностью к гамма-излучению, простотой конструкции и электронного оборудования. К настоящему времени разработано много различных типов нейтронных спектрометров, однако, ни один из них не обладает всеми этими качествами одновременно.

За последние годы в качестве нейтронных спектрометров все шире применяются органические сцинтилляторы с регистрацией протонов отдачи. Обычно применяются сцинтилляторы небольших размеров, чтобы уменьшить эффекты, обусловленные многократным взаимодействием нейтронов с веществом сцинтиллятора.

Описание спектрометра

Для измерения энергетического спектра нейтронов из реакции ядерного мю-захвата в области энергий $2+12$ Мэв^{1,2/} нами использован

спектрометр на основе монокристалла стибьена диаметром 30 мм и высотой 20 мм с разделением нейтронов и гамма-квантов по форме сцинтилляционного импульса. Для регистрации сцинтилляций использовался ФЭУ-56 АРР без световода.

На рис. 1 показана блок-схема спектрометра. Импульсы из 10-го диода ФЭУ через эмиттерный повторитель (6), линию переменной задержки (2) с делителем амплитуды и вторым эмиттерным повторителем (7) поступали на вход многоканального амплитудного анализатора (20). Длительность импульсов (≈ 1 мксек) определялась величиной нагрузочного сопротивления.

Импульсы из 11-го диода использовались для ($\gamma - n$) - разделения. Как известно, электроны и протоны производят сцинтилляции с различным соотношением быстрой и медленной компонент. Для разделения этих частиц по форме импульса была использована электронная схема, описанная в /3/. Действие этой схемы основано на измерении промежутка времени между началом импульса и моментом пересечения нуля задним фронтом продифференцированного импульса. Величина этого временного интервала зависит только от формы импульса, но не от его амплитуды.

Импульсы из 11-го диода, удлиненные до 1 мксек с помощью высокоомной нагрузки, через эмиттерный повторитель (5) и длинный кабель поступают на схему дифференцирования и диодного ограничения (11) и далее через триггер-формирователь (12) на туннельном диоде, который запускается либо началом импульса, либо внешним импульсом, сформированным в блоке (10). Импульс в триггере прекращается при прохождении через нуль заднего фронта продифференцированного импульса. С помощью преобразователя (13) (время-амплитуда) на выходе схемы ($\gamma - n$) разделения получают импульсы длительностью $\approx 0,5$ мксек двух амплитуд: меньшей - для электронов и большей - для протонов. Эти импульсы уси-

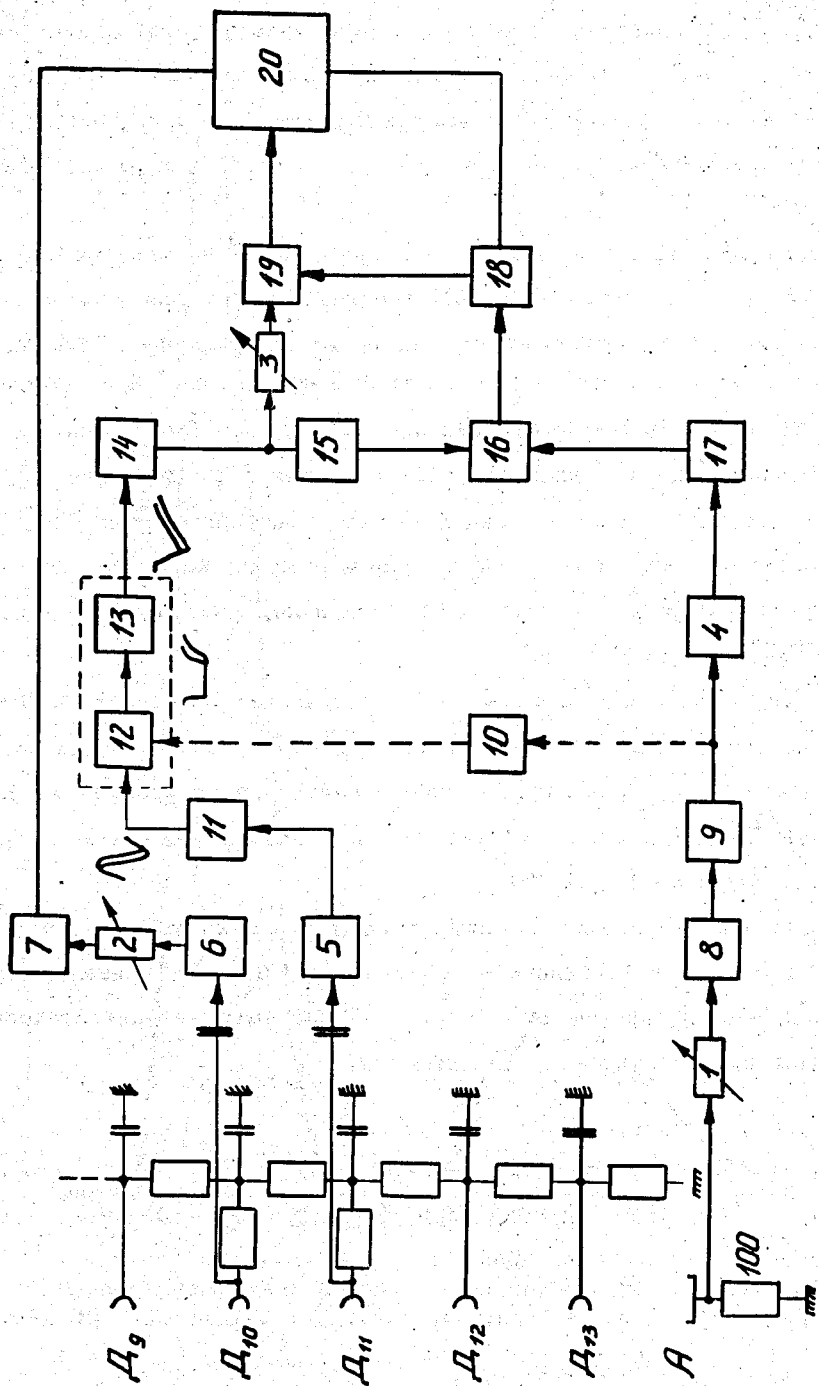


Рис. 1. Блок-схема электроники нейтронного спектрометра (обозначения блоков см. в тексте).

ливаются неперегружающимся усилителем (14) с одиночным дифференцированием и интегрированием и через линию задержки (3) и линейные ворота (19) поступают на многоканальный анализатор (20) и параллельно - на одноканальный дифференциальный амплитудный анализатор (15), с помощью которого можно выделять импульсы либо от протонов, либо от электронов.

С анода ФЭУ импульсы через линию задержки (1), интегральный дискриминатор (8) и схему совпадений (9), предназначенную для управления спектрометра другими детекторами, поступают на "охранную" систему (17). Эта система не пропускает импульс в том случае, если ему в пределах до 10 мксек предшествовал другой импульс. Далее импульсы через вторичную схему совпадений (16) проходят в формирователь (18), импульс которого может запускать амплитудный анализатор (20). Последний работает в двухмерном амплитудном режиме, когда по одной оси регистрируется спектр амплитуд из 10-го диода, а по другой - спектр амплитуд ($\gamma - n$) разделения.

На рис. 2 показан спектр ($\gamma - n$) -разделения при работе с ($Po-Be$) источником для энергии протонов отдачи $E_p = 3,0$ Мэв. Такое же разделение получается при измерении спектров нейтронов от реакции ядерного мю-захвата^{/1,2/}. Достаточно четкое ($\gamma - n$) -разделение осуществлялось при энергии протонов $E_p \geq 1$ Мэв.

Расстояние (во времени) между пиками около 25 нсек, полуширина γ -пика 4+5 нсек, нейтронного - около 9 нсек. Данные, приведенные на рис. 2, получены с применением "охранной" системы, которая становится необходимой при загрузках $\geq 10^4$ имп/сек.

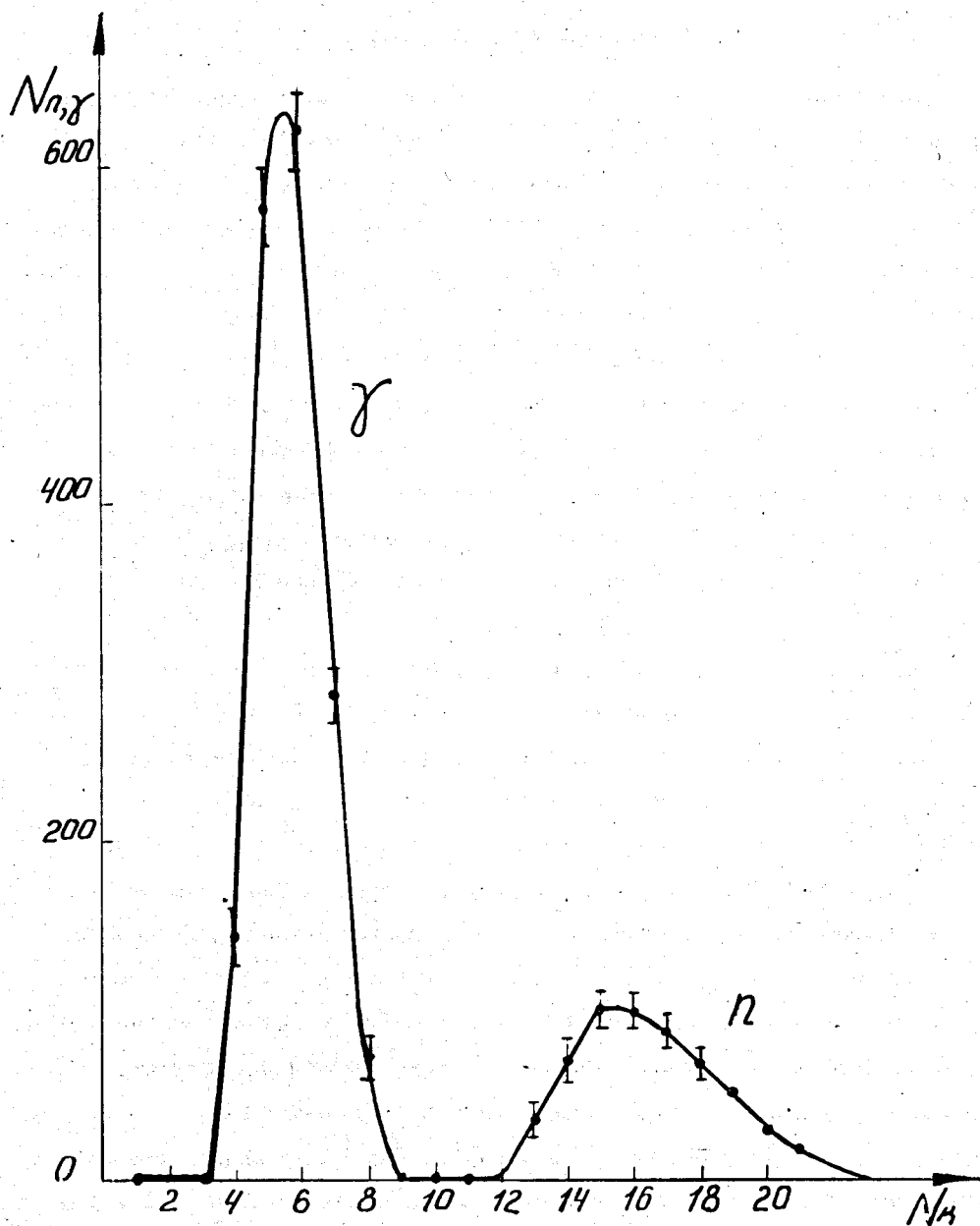


Рис. 2. Амплитудный спектр (γ - n) - разделения от нейтронов и γ -квантов ($Po-Be$) -источника для протонов отдачи с энергией 3 Мэв.

Калибровка спектрометра

Калибровка спектрометрического канала осуществлялась с помощью радиоактивных источников ^{88}Y , ^{137}Cs , ^{22}Na , (Po-Be). Идеальное распределение комптоновских электронов, описываемое формулой Клейна-Нишины, размазывается (см. рис. 3) в основном вследствие статистических флуктуаций числа фотоэлектронов. При этом получается спектр с размытым максимумом, форма которого ^{/4/} показана сплошной кривой на рис. 3. Расчёты, проведенные в ^{/5/}, а также нами, показывают, что амплитуда, соответствующая границе неразмытого комптоновского спектра, соответствует абсциссе той точки размытой кривой, ордината которой равна 0,7 ординаты в максимуме. Энергетическое разрешение (полная ширина дифференциального распределения на половине высоты) $\Delta(E_e)$ для данной энергии электронов можно определить, зная величину $E_w / E_{\text{комт.}}$ ^{/4/} (см. рис. 3).

На рис. 4 показаны калибровочные спектры для некоторых γ -источников, а на рис. 5 приводится зависимость $\Delta(E_e)$ от $\sqrt{E_e}$.

На рис. 4 прямой линией показаны результаты энергетической калибровки для одного из сеансов работы спектрометра. Через точки (6+7 точек) по методу наименьших квадратов проводилась прямая и определялась матрица ошибок для данной калибровки. Точность определения наклона прямой, а тем самым и коэффициента усиления, была обычно на уровне $\pm 1\%$. Для каждого сеанса производились от 2 до 6 калибровок и получали среднее значение наклона. Распределение отклонений от средней величины наклона по всем сеансам работы спектрометра ^{/1,2/} показало, что ошибка одной калибровки действительно $\pm 1\%$; тем самым была доказана долговременная стабильность (во время одного сеанса) в пределах 2%. Систематическая ошибка, связанная с процедурой нахождения положения комптоновского края, не превышает 1% ^{/4,5/}.

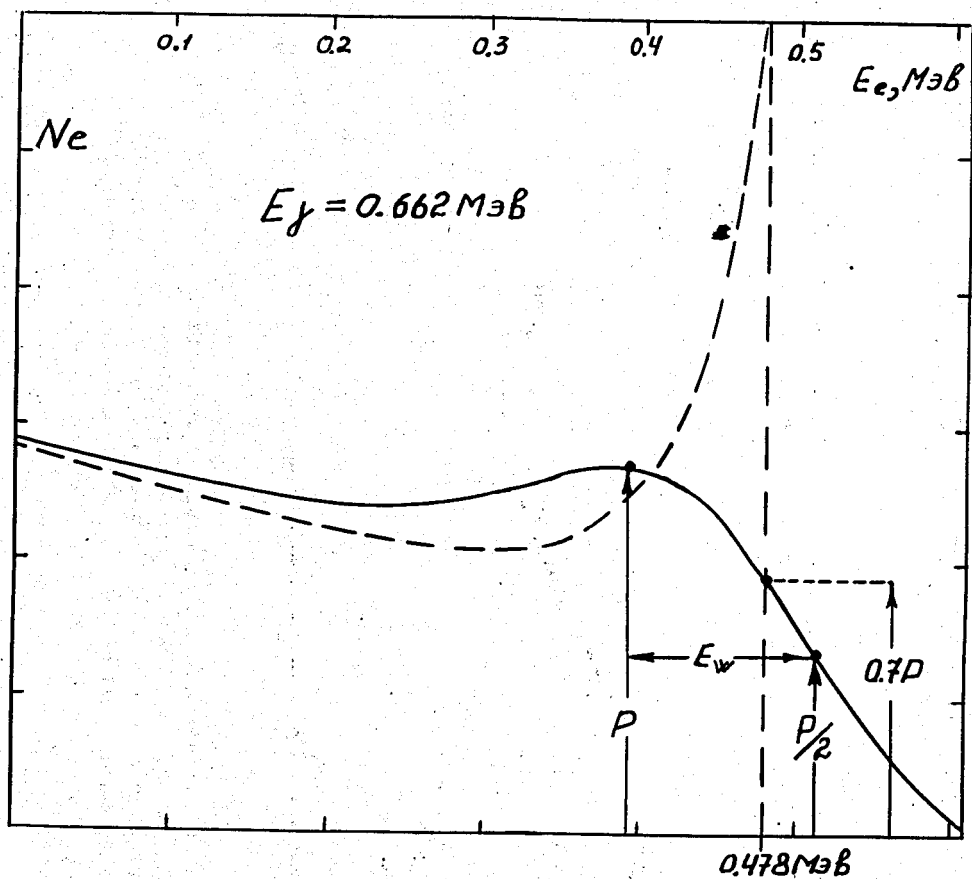


Рис. 3. Схематическое изображение ^{14/} энергетического спектра электронов от источника ¹³⁷Cs (сплошная кривая) в случае конечного разрешения спектрометра. Пунктиром показан спектр комптоновских электронов, рассчитанный по формуле Клейна-Нишины.

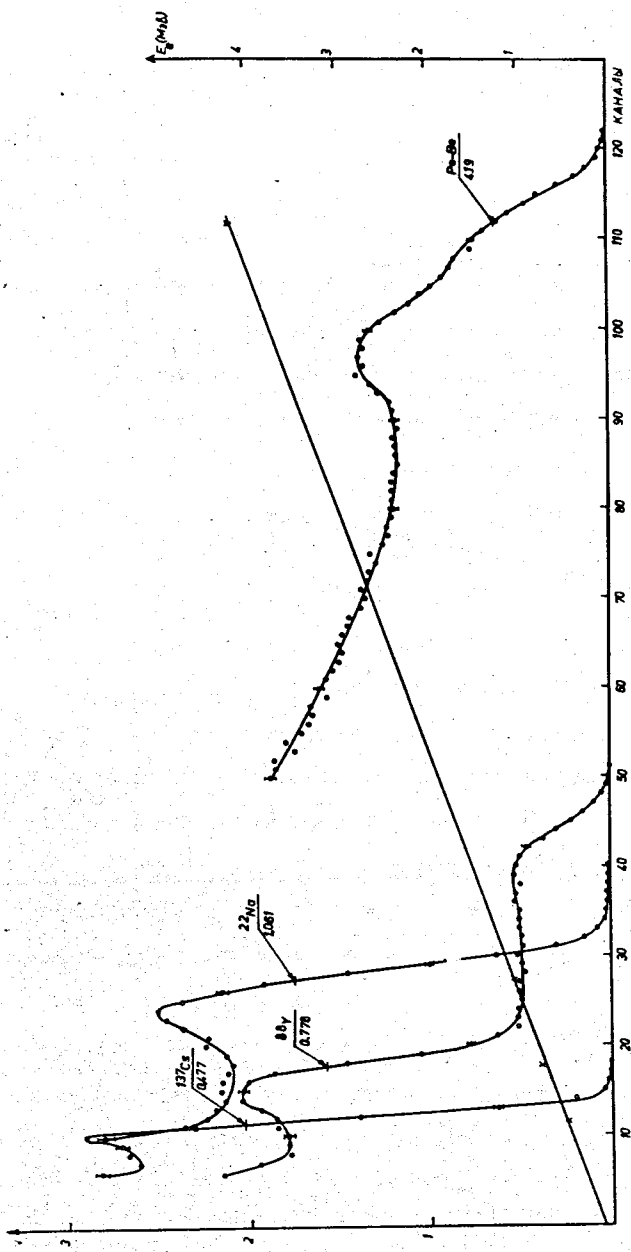


Рис. 4. Спектры комptonовских электронов для источников ^{137}Cs , ^{88}Y , ^{22}Na и (Po-Be). Цифры возле кривых указывают значение комptonовского края для каждого γ -источника. Справа по оси ординат отложена энергетическая шкала для электронов. Прямая линия представляет результат энергетической калибровки спектрометра.

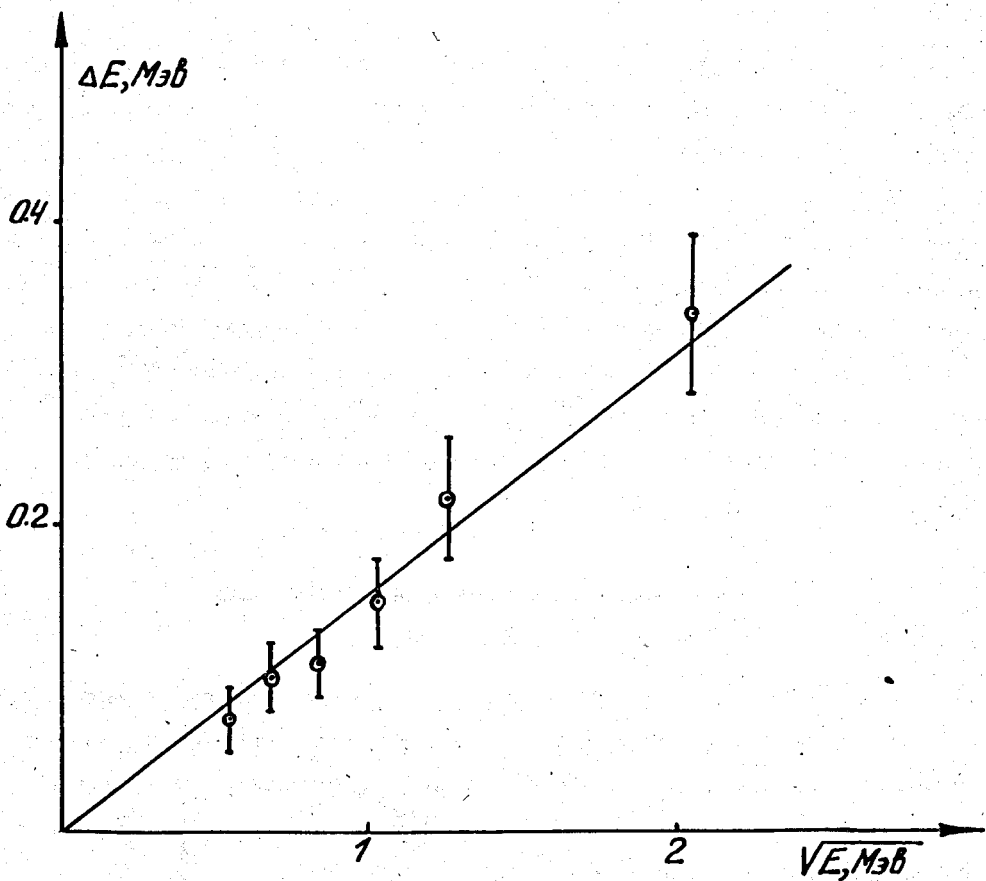


Рис. 5. Зависимость энергетического разрешения спектрометра $\Delta(E_0)$ (по электронам) от энергии электронов E_0 .

В диапазоне энергий протона 0,4+15 Мэв имеется следующая зависимость^{/6/} между E_e и E_p :

$$E_e = CE_p^{3/2} \quad (1)$$

Эта зависимость верна только для суммы быстрой и медленной компонент сцинтилляции. Если для анализа брать, скажем, быструю компоненту, то зависимость будет иной^{/7/}.

Величина C для стибена может быть взята из других работ (например, из^{/8/}) или определена непосредственно из эксперимента. Контрольные опыты с нейтронами разных энергий показали (см. рис. 6), что соотношение (1) выполняется для случая нашего спектрометра, а полученное нами значение $C = 0,142 \pm 0,004$ совпадает в пределах 3% с тем, которое было известно ранее^{/8/}. С учётом ошибки калибровки по γ -квантам абсолютная точность определения энергетической шкалы для нейтронов составляет $\pm 5\%$.

Выбор метода обработки энергетических спектров протонов отдачи

Измеряемый на опыте аппаратурный, дифференциальный спектр протонов отдачи (который для каждого амплитудного канала K получается путем суммирования импульсов в протонном пике спектра разделения) трансформировали в спектр протонов $N(\bar{E}_p)$ в интервалах энергии протонов, учитывая калибровку и соотношение (1).

Спектр $N(\bar{E}_p)$ связан с исходным спектром падающих нейтронов $n(E_n)$ уравнением:

$$N(\bar{E}_p) = \int_0^{\infty} n(E_n) Q(E_n, \bar{E}_p) dE_n, \quad (2)$$

где ядро этого интегрального уравнения $Q(E_n, \bar{E}_p)$ представляет собой

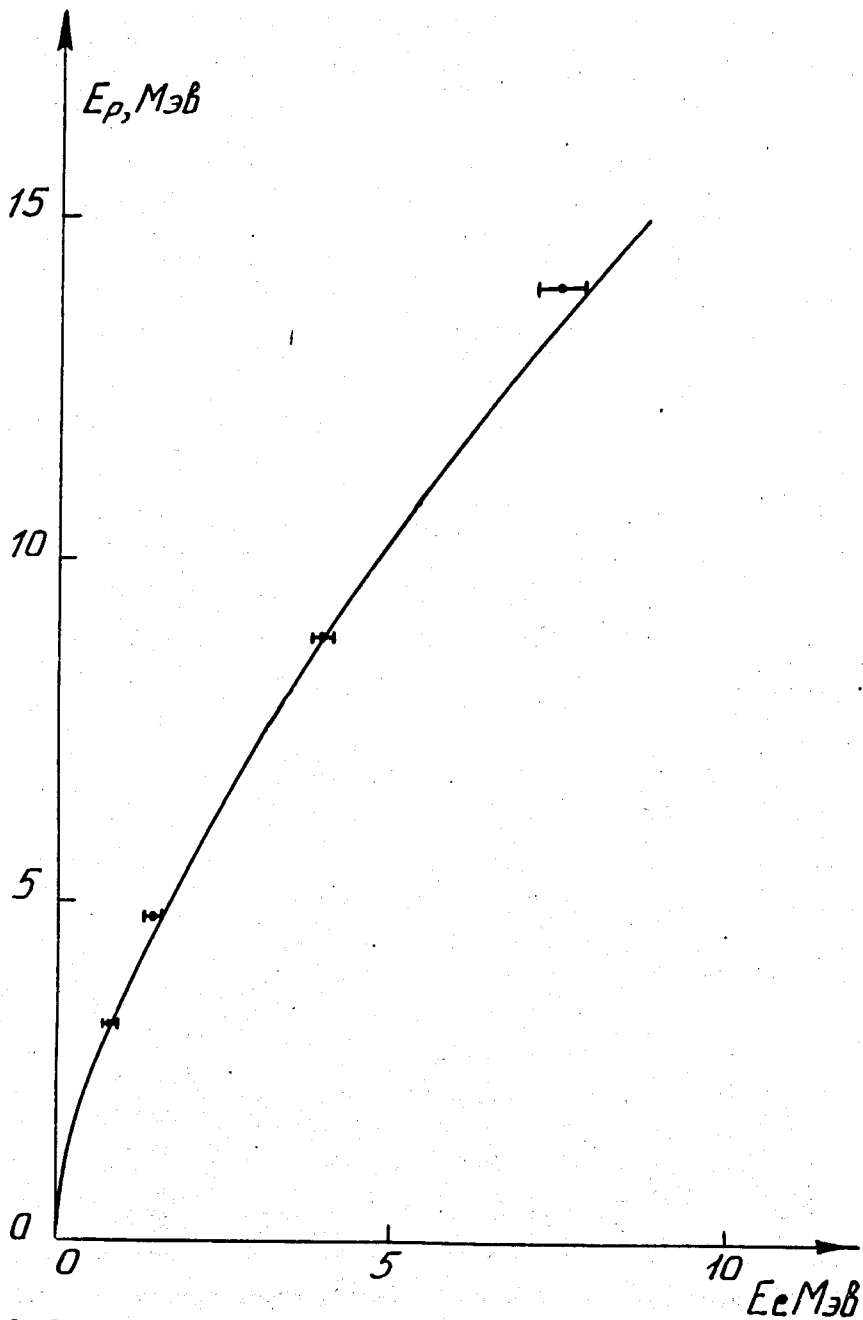


Рис. 6. Соотношение между энергиями протона E_p и электрона E_e , дающими одинаковую амплитуду сцинтилляционной вспышки в стильбене.

форму реального спектра протонов отдачи для определенной энергии нейтронов E_n .

Ошибки $N(E_p)$ определяются как статистикой, так и калибровкой. Ошибка калибровки в нашем случае практически всегда была меньше статистической и равнялась относительной ошибке наклона калибровочной кривой ($\pm 1\%$).

Предположим, что мы определили экспериментально или путем специальных расчетов вид функции $Q(E_n, \bar{E}_p)$ для монохроматических нейтронов разных энергий. Тогда, если исследуемый спектр нейтронов дискретный или число линий в нем меньше числа каналов протонного спектра, классическим способом решения уравнения (2) является метод наименьших квадратов, при помощи которого могут быть определены интенсивности этих линий. Однако, если число линий велико или мы имеем дело со сплошным спектром, метод наименьших квадратов практически не применим (даже если $n(E_n)$ аппроксимировать конечным числом энергетических интервалов), поскольку полученные таким образом результаты весьма чувствительны к малым статистическим флуктуациям и неточности в определении $Q(E_n, \bar{E}_p)$ ^{/9/}.

Существует несколько матричных методов решения уравнения (2). В ^{/10/} выяснено влияние на величину обусловленности (т.е. коэффициента увеличения ошибок в наиболее неблагоприятных случаях) для каждого из этих методов таких факторов, как форма линии спектрометра, порядок матрицы и диапазон энергий нейтронов. Оказалось, что в интересующем нас диапазоне энергий наименьшую ошибку дает дифференциальный вариант метода счетных эффективностей. Однако, как показано в ^{/10/}, гораздо более простой метод - метод дифференцирования спектра протонов - обладает столь же хорошей обусловленностью. Существенным является также то, что при дифференцировании можно ввести некоторое сглаживание, что необходимо для уменьшения раскочки решения. Учитывая эти обстоятельства, мы для обработки спектров протонов отдачи использовали метод дифференцирования.

Определение спектра нейтронов методом
дифференцирования спектра протонов отдачи

Проблему решения уравнения (2) можно представить в следующем виде. Вместо того, чтобы искать неизвестный спектр нейтронов $n(E_n)$, найдем такой спектр $N(\bar{E}_n)$, который получился, если бы измерения проводились при помощи идеального нейтронного спектрометра, обладающего конечным энергетическим разрешением. Тогда можно записать уравнение (2) в виде

$$N(\bar{E}_p) = \int_{\bar{E}_n = \bar{E}_n \min}^{\bar{E}_n \max} Q(\bar{E}_n, \bar{E}_p) N(\bar{E}_n) d\bar{E}_n, \quad (3)$$

где

$$N(\bar{E}_n) = \int_0^\infty n(E_n) G(E_n, \bar{E}_n) dE_n \quad (4)$$

и $G(E_n, \bar{E}_n)$ - есть форма аппаратной линии "идеального" детектора: $\int_0^\infty G(E_n, \bar{E}_n) dE_n = 1$. Матрица Q для нейтрона с энергией \bar{E}_n может быть представлена "идеальной" формой спектра протонов отдачи $N_0(\bar{E}_p)$, получающегося в предположении об однократном соударении нейтрона с протоном в объеме сцинтиллятора /11/:

$$Q(\bar{E}_n, \bar{E}_p) \equiv N_0(\bar{E}_p) = \begin{cases} A(E_p, E_n) D(E_p, E_n) n_H \sigma_H h f(ah) \frac{1}{E_n} & \text{для } E_p \leq E_n \\ 0 & \text{для } E_p > E_n \end{cases} \quad (5)$$

где $A(E_p, E_n)$ - поправка на анизотропию (np) рассеяния, $D(E_p, E_n)$ - поправка на "утечку" протонов через стенки сцинтиллятора (краевой эффект), n_H - количество атомов водорода в 1 см^3 сцинтиллятора, σ_H - полное сечение (np) рассеяния, h - толщина детектора, $f(ah) = \frac{1 - \exp(-ah)}{ah}$ - поправка на поглощение нейтронов в сцинтилляторе, $a = n_H \sigma_H + n_C \sigma_C'$,

n_c - число атомов углерода в 1. см³, σ_c - сечение взаимодействия нейтронов с углеродом, приводящее к выбыванию нейтронов из пучка.

Легко показать^{/8,11/}, что для энергии $E_n \leq 12$ Мэв и при $h \gg 1$ см коэффициенты A и D в (5) близки к 1 и тогда:

$$Q = \begin{cases} \frac{\epsilon(\bar{E}_n)}{E_n} & \text{для } \bar{E}_p \leq \bar{E}_n \\ 0 & \text{для } \bar{E}_p > \bar{E}_n, \end{cases} \quad (6)$$

где $\epsilon(\bar{E}_n) = n_H \sigma_H h f(ah)$. Уравнение (3) перепишем в виде

$$\hat{N}(P) = \hat{Q} \hat{N}(N); \quad (7)$$

его решением будет

$$\hat{N}(N) = \hat{Q}^{-1} \hat{N}(P), \quad (8)$$

где

$$\hat{Q}_{mj}^{-1} = \begin{cases} \frac{\bar{E}_{nj}}{\epsilon(\bar{E}_{nj})} & \text{для } m=j \\ \frac{\bar{E}_{nj}}{\epsilon(\bar{E}_{nj})} & \text{для } m=j+1 \\ 0 & \text{для всех остальных} \end{cases} \quad (9)$$

и

$$N(\bar{E}_n) = \frac{\bar{E}_n}{\epsilon(\bar{E}_n)} [N(\bar{E}_p) - N(\bar{E}_p + \alpha)] \approx - \frac{\bar{E}_n}{\epsilon(\bar{E}_n)} N'(\bar{E}_p) \alpha; \quad (10)$$

α - ширина энергетического интервала.

Из формулы (10) и следует известный метод дифференцирования.

Однако на самом деле $\hat{N}(P)$ характеризуется статистическим разбросом /12/

$$\hat{N}(P) = \overline{N(P)} + \hat{\delta}, \quad (11)$$

где $\hat{\delta}$ - вектор случайного статистического отклонения, $\overline{N(P)}$ - спектр без ошибок. Тогда уравнение (7) будет выглядеть следующим образом /12/:

$$\hat{N}(N) = \hat{Q}^{-1} \overline{N(P)} + \hat{Q}^{-1} \hat{\delta}, \quad (12)$$

т.е. появляются осцилляции, связанные с наличием члена $\hat{Q}^{-1} \hat{\delta}$.

Для подавления осцилляции вводится сглаживание /12/ либо исходного спектра $\hat{N}(P)$ с последующим дифференцированием, либо дифференцирование со сглаживанием. Величину сглаживания, определяющую уширение линий в $\hat{N}(N)$, подбирают примерно равной энергетическому разрешению в $\hat{N}(P)$, чтобы не слишком ухудшить его. Сглаживание можно ввести /13/, заменяя \hat{Q}^{-1} в выражении (9) следующим:

$$Q^{-1}(\bar{E}_n, \bar{E}_p) = \begin{cases} \frac{\bar{E}_n}{\epsilon(\bar{E}_n)} \cdot \frac{\bar{E}_n - \bar{E}_p}{a} \cdot \frac{1}{2 \sum_{\ell=0}^p \ell^2} & \text{для } \frac{\bar{E}_n - \bar{E}_p}{a} \leq p \\ 0 & \text{для } \frac{\bar{E}_n - \bar{E}_p}{a} > p, \end{cases} \quad (13)$$

где ℓ - целое число. Такое выражение для Q^{-1} получается при дифференцировании методом проведения параболы через $(2p+1)$ точек протонного спектра /13/.

Это означает, что сама процедура дифференцирования со сглаживанием приводит к увеличению ширины нейтронной линии на величину

$$H = \frac{2}{3} (2p+1) a. \quad (14)$$

Ошибка при использовании такого метода дифференцирования определяется в общем виде выражением

$$\delta [N(\bar{E}_n)] = \sqrt{\sum_{E_{p \min}}^{E_{p \max}} (Q^{-1})^2 \delta [N(\bar{E}_p)]^2 + N^2(\bar{E}_p) \delta (Q^{-1})^2}, \quad (15)$$

где $E_{p \min}$ и $E_{p \max}$ - крайние точки интервала, по которому проводится парабола. Первый член под корнем - это обычная статистическая ошибка, второй член характеризует отклонение от кривой, снятой "идеальным" детектором.

На рис. 7 показан результат действия матрицы (13) на рассчитанный /6/ (без учета разрешения, но с учетом многократного рассеяния) методом Монте-Карло спектр протонов отдачи для нейтронов разных энергий, а на рис. 8 - результаты дифференцирования со сглаживанием определенных на опыте спектров протонов отдачи для нейтронов разных энергий /14/.

Видно, что такой способ обработки довольно хорошо воспроизводит форму линии "идеального" детектора, имеющего конечное энергетическое разрешение. Из рис. 7 и 8 следует, что линии сопровождаются "хвостами" с положительными и отрицательными значениями ординат. Рассмотрим причины, приводящие к такому явлению, и вклад этих эффектов в искажение формы линии нашего спектрометра.

А. Анизотропия (np) рассеяния и краевые эффекты (множители A и D в формуле (8)), вызывают появление "хвоста" для нашего спектрометра с суммарной его площадью не больше 1% от площади пика для любой энергии в интервале 2-15 Мэв.

Б. Взаимодействие нейтронов с углеродом приводит к различным эффектам. Упругие процессы не меняют полного числа нейтронов, доступных для рассеяния на водороде, но меняют их энергию. Несмотря на то, что при лобовом соударении с ядром углерода нейтрон теряет 28% своей первоначальной энергии, при изотропном угловом распреде-

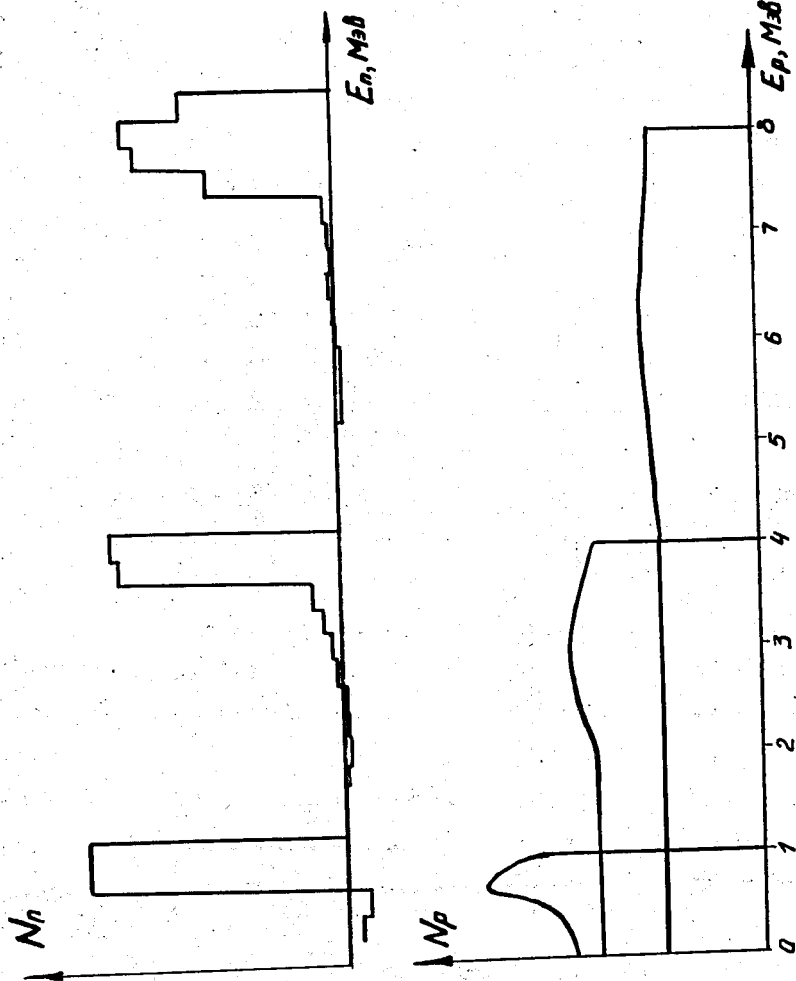


Рис. 7. Энергетические спектры нейтронов с энергией 1,4 и 8 МэВ (вверху), полученные путем дифференцирования со сглаживанием методом проведения параболы/13/ через $(2p+1)$ точек в спектре протонов отдачи (внизу); рассчитанных в/6/ в предположении об отсутствии энергетического разброса, но с учетом многократного рассеяния. (Прогонные спектры разбиты на интервалы $\alpha = 0,25$ МэВ; $p = 1$ для $E_n = 1$ и 4 МэВ и $p = 2$ для $E_n = 8$ МэВ).

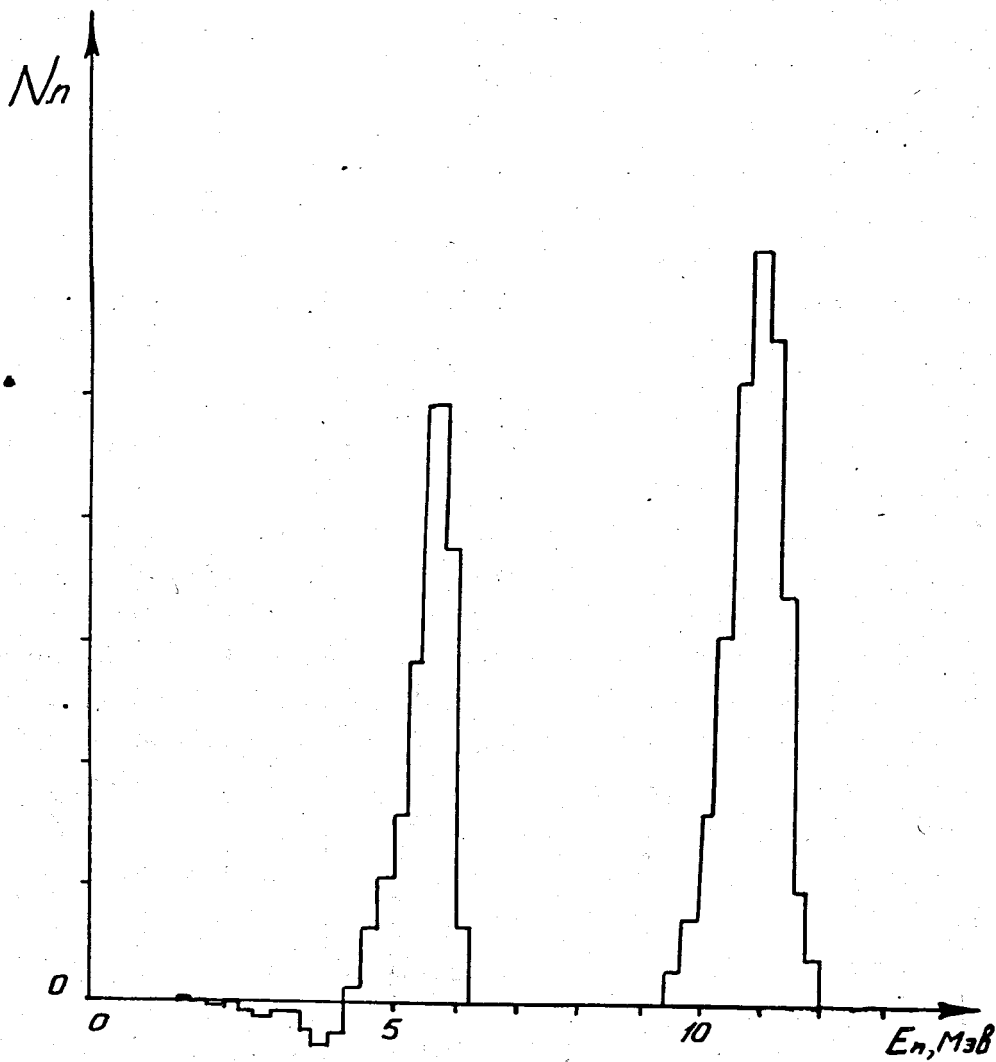


Рис. 8. Результаты обработки протонного спектра, полученного экспериментально/14/ для нейтронов разных энергий ($p=1$).

лении (nC) рассеяния средние потери энергии не превышают 10%. Однако фактически для энергии 14 Мэв 75% всех рассеянных углеродом нейтронов уменьшает свою энергию всего на 1%^{/13/}. Сечение реакции $C(n,n')C$ имеет порог 4,7 Мэв и, следовательно, нейтроны большей энергии будут испытывать поглощение. Поправка на поглощение ($\approx 2,7\%$) входит в значение полной эффективности ϵ . Она вводилась с использованием данных об энергетической зависимости сечения неупругого взаимодействия с углеродом^{/15,16/}. Неупругие процессы, приводящие к образованию α -частиц ($C(n,\alpha)Be$ и $C(n,n')Za$ с пороговыми значениями соответственно 6,2 и 7,9 Мэв), несущественны ввиду малого их сечения в интересующем нас диапазоне энергии и поскольку световой выход для этих α -частиц не больше, чем световой выход для протонов с энергией 2 Мэв.

В. Двукратное рассеяние на водороде не меняет числа регистрируемых протонов, но искажает форму протонного спектра. Из-за нелинейности световых амплитуд от двух протонов отдачи суммируются также нелинейно и это приводит к появлению размытого пика при энергии, равной примерно 0,7 максимальной амплитуды для данной энергии^{/6/}, вызывая при действии матрицы \hat{Q}^{-1} специфический "хвост" переменного знака (см. рис. 7). Расчеты, проведенные на основе^{/17,18/}, показывают, что для нашего случая искажение спектра несущественно для энергии нейтронов больше 2 Мэв. Например, для случая энергетического спектра нейтронов от μ^- -захвата в свинце^{/1,2/} для энергии 2,05 Мэв выход нейтронов при введении поправки на двойное рассеяние увеличится на 2,7%. Эффекты Б и В частично компенсируют друг друга.

Для комплексной проверки применимости метода дифференцирования были определены спектры нейтронов из реакций $D(t,n)\alpha$, $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$ (на протонах в LiH) и спектр нейтронов из ($Po-Be$). На рис. 9 показаны: аппаратный спектр протонов отдачи (вверху), энергетический спектр протонов отдачи с разбиением на интервалы по 0,25 Мэв и спектр нейтронов из реакции $D(t,n)\alpha$. На рис. 10 показан спектр нейтронов из

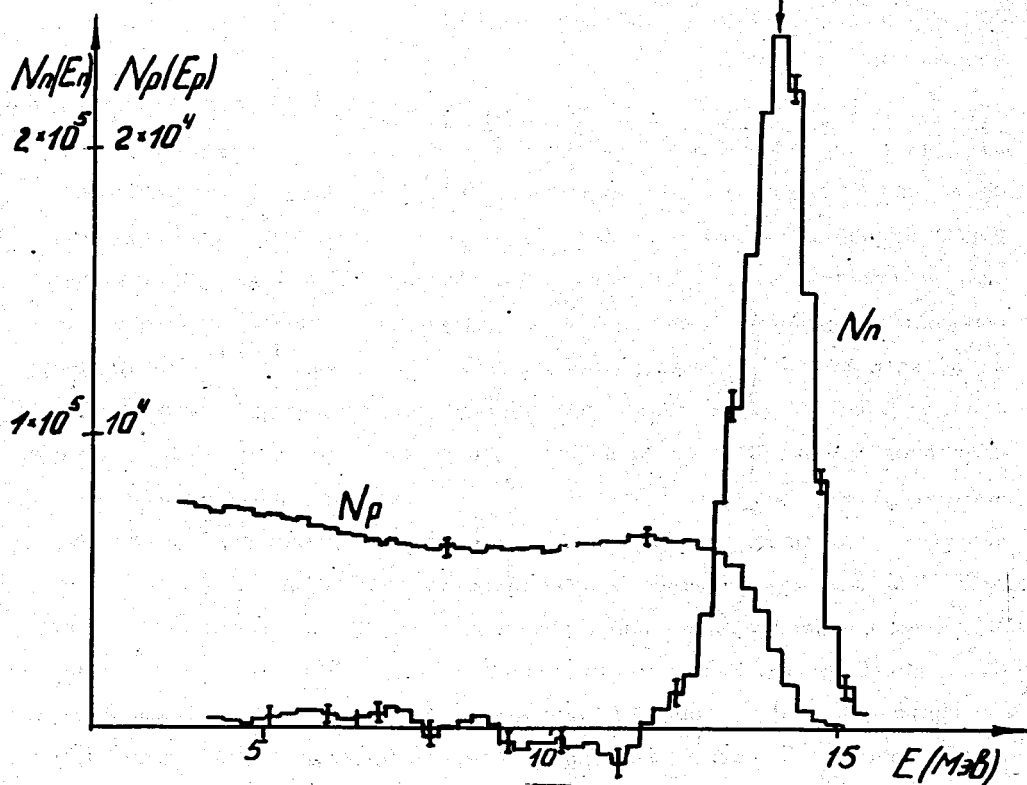
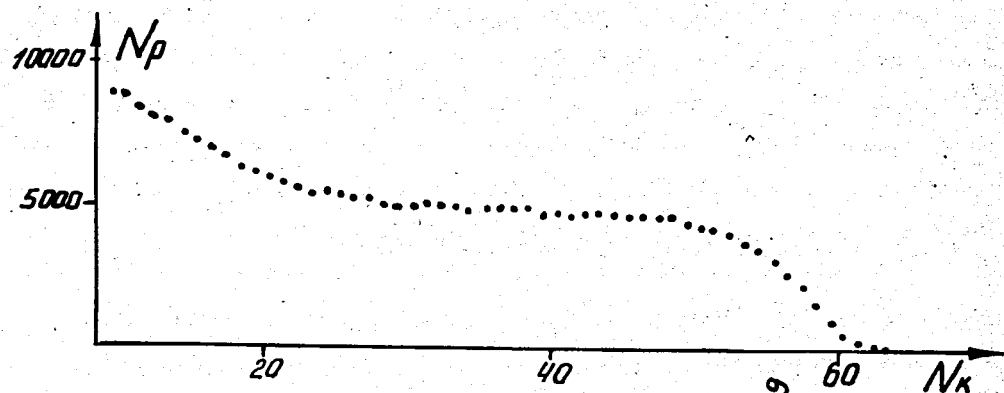


Рис. 9. Аппаратурный спектр протонов отдачи (вверху), энергетический спектр протонов отдачи (гистограмма внизу) и результат обработки (N_n) для нейтронов с энергией 13,9 МэВ из реакции $D(t, n) {}^4\text{He}$.

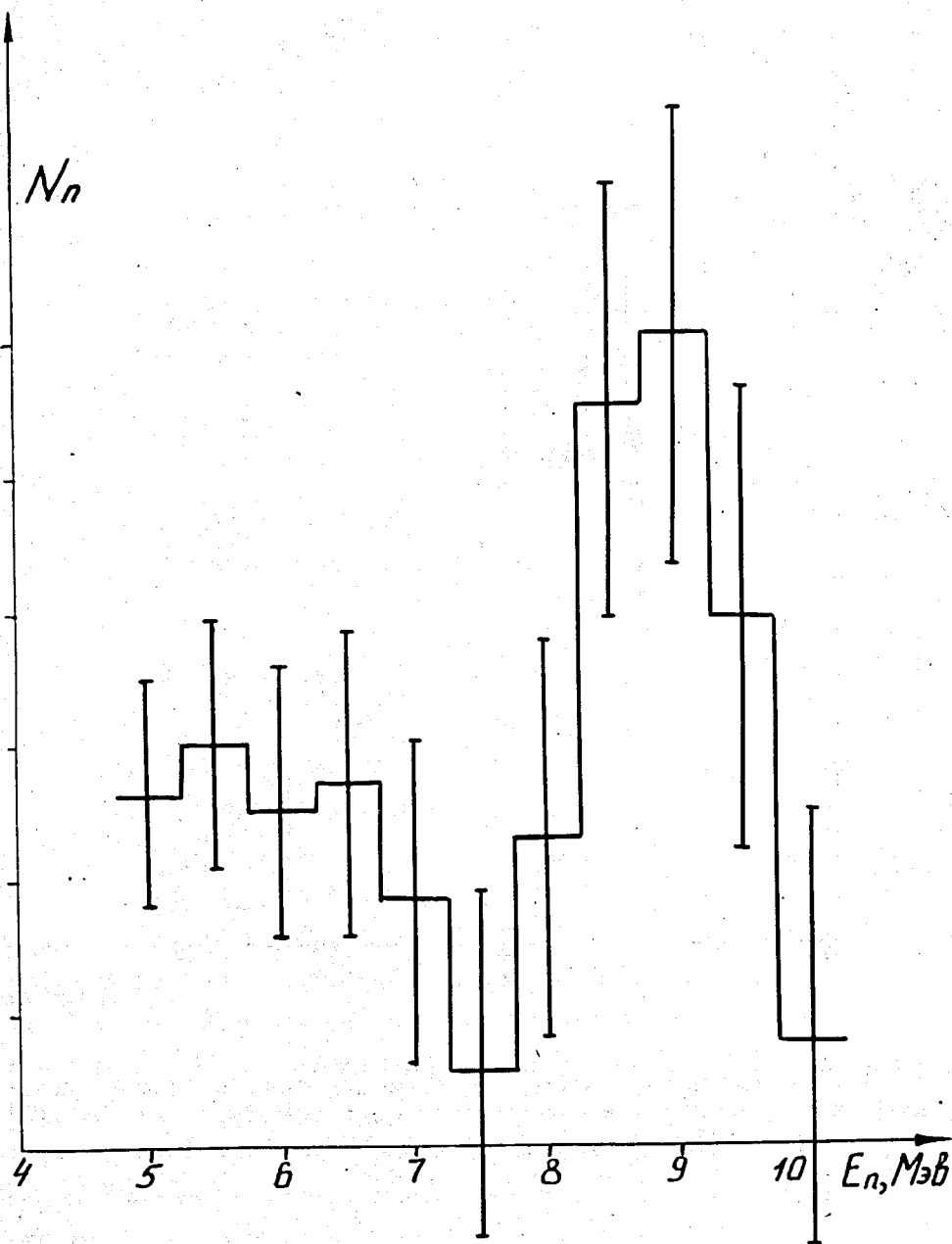


Рис. 10. Результат обработки спектра протонов отдачи от нейтронов с энергией $E_n = 8,9$ Мэв из реакции $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$ (на протонах в гидриде лития).

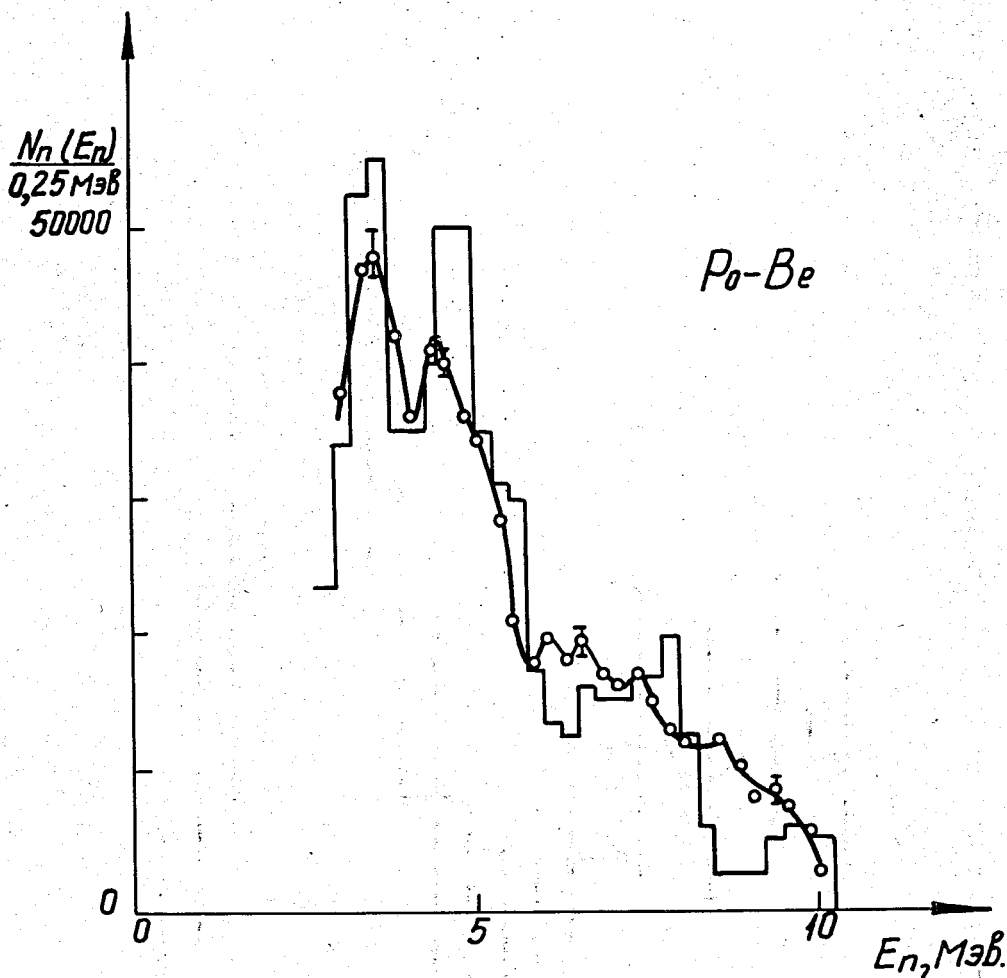


Рис. 11. Энергетический спектр нейтронов из ($Po-Be$)-источника, полученный путем обработки протонного спектра в сравнении со спектром, снятым в работе/19/ методом фотоэмульсий (гистограмма).

реакции $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$, а на рис. 11 - спектр нейтронов от $Po-Be$ (плавная кривая) в сравнении с данными работы /19/.

Энергетическое разрешение в спектре нейтронов

Из рис. 5 следует, что энергетическое разрешение спектрометра для электронов $\Delta(E_e) = (0,20 \pm 0,04)\sqrt{E_e}$. Учитывая (1), можно определить энергетическое разрешение для спектра протонов отдачи, поскольку

$$\frac{\Delta E_p}{E_p} = \frac{2}{3} \frac{(\Delta E_e)}{E_e}. \quad (16)$$

Принимая во внимание стабильность калибровки по электронам в течение сеанса и воспроизводимость ее от сеанса к сеансу, мы определили, что

$$\Delta(E_p) = (0.36 \pm 0.10) E_p^{1/4}. \quad (17)$$

На рис. 12 пунктирными линиями показан коридор значений $\Delta(E_p)$, равный удвоенной статистической ошибке; точки соответствуют данным, полученным из энергетических спектров протонов отдачи для нейтронов, спектры которых показаны на рис. 9 и 10.

Зная величину $\Delta(E_p)$, полученную из данных по комптоновским электронам, и учитывая уширение, вносимое процедурой сглаживания (см. выражение (14)), можно определить энергетическую зависимость разрешения $\Delta(E_n)$ для нейтронного спектра. Естественно, она будет зависеть от величин α и ρ . На рис. 13 пунктирными линиями показаны коридоры, равные удвоенной статистической ошибке для величины $\Delta(E_n)$ в разных условиях обработки. Точки соответствуют разрешению, определяемому для линий на рис. 9 и 10.

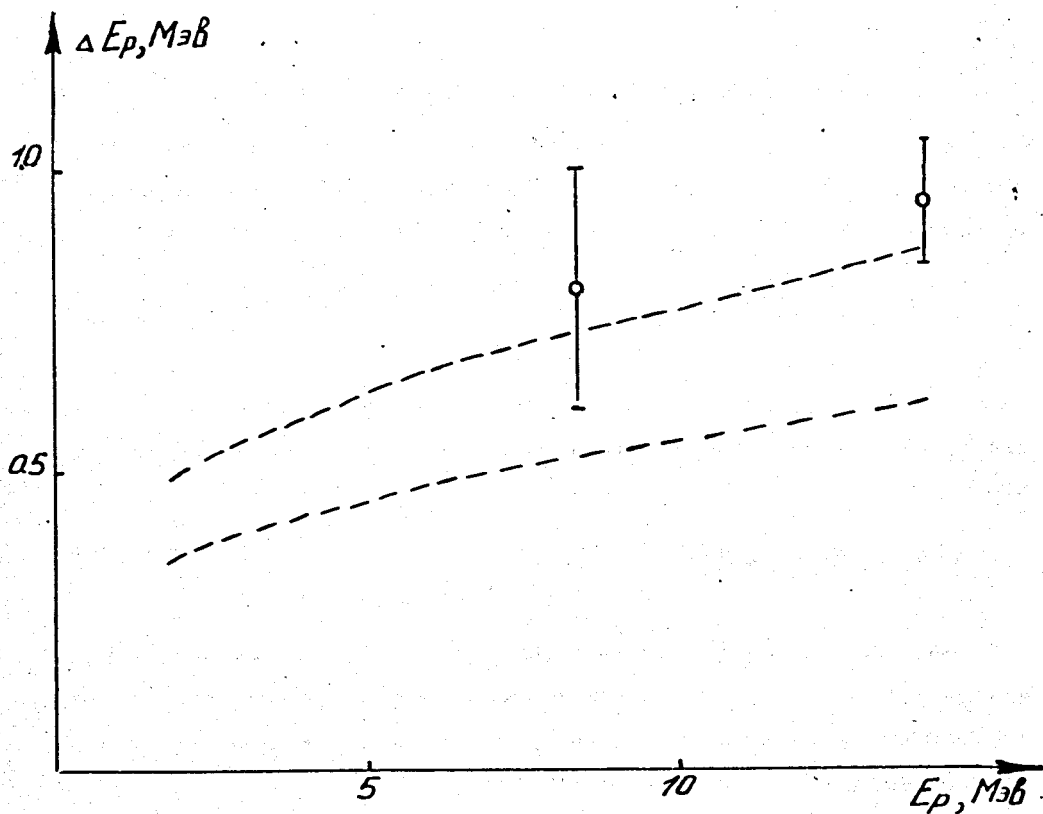


Рис. 12. Энергетическое разрешение $\Delta(E_p)$ (полная ширина на половине высоты пика) для протонов отдачи разных энергий. Пунктиром указан коридор в две стандартные ошибки, полученный с помощью γ -источников; точки - результат измерения с нейтронами из реакций $D(t,n)$ ${}^4\text{He}$ и $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$.

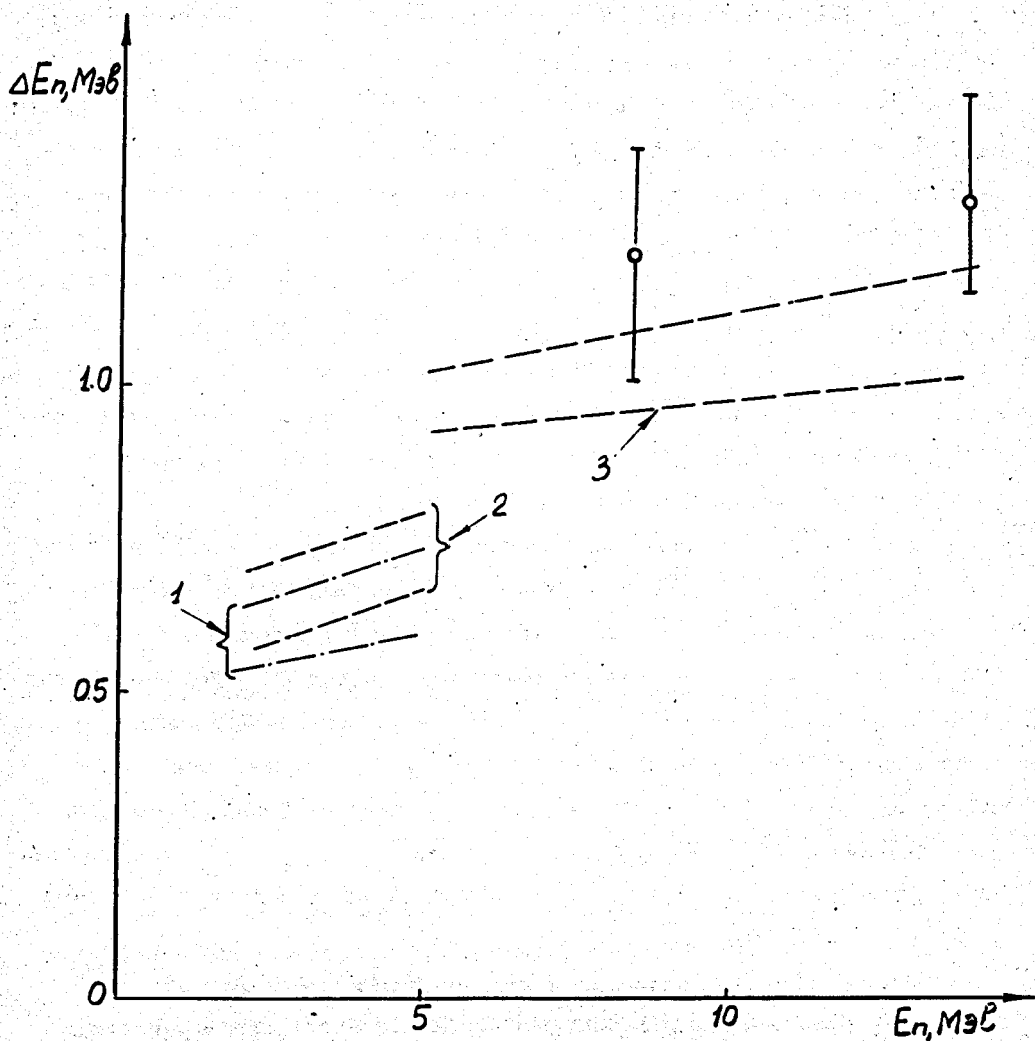


Рис. 13. Энергетическое разрешение $\Delta(E_n)$ (полная ширина на половине высоты пика) для нейтронов разных энергий. Пунктирные линии показывают коридор для этой величины (равный удвоенной статистической ошибке), полученный с помощью γ -источников; точки представляют результат измерения $\Delta(E_n)$ по нейтронам из реакций $D(t,n) \rightarrow {}^4\text{He}$ и $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$. Коридор 1 соответствует значениям $a = 0,125$ Мэв, $p = 1$, коридор 2 - значениям $a = 0,25$ Мэв и $p = 1$ и коридор 3 - значениям $a = 0,25$ Мэв и $p = 2$. Именно такие значения a и p использовались при обработке спектров в работах^{1,2/}.

Дополнительное уширение в нейтронном спектре в принципе может появиться за счет угловой анизотропии кристалла стильбена, приводящей к различию в амплитуде сцинтилляций от протонов одинаковой энергии, летящих под разными углами к оси кристалла ^{/20/}. Рассчитать этот эффект трудно, поскольку он зависит от структуры реального кристалла. Поэтому поправку на анизотропию кристалла мы определяли, измеряя спектры протонов отдачи для монохроматических нейтронов с $E_n = 14$ Мэв, падающих под разными углами к оси кристалла. Предварительно мы убедились в том, что энергетическая калибровка по комптоновским электронам с точностью в 1% не зависит от расположения γ -источника относительно оси кристалла. Это относится также к спектрам (γ - n)разделения и форме спектра нейтронов от $P_0 - Be$.

Результаты измерения анизотропии на нейтронах с энергией 14 Мэв показали, что имеет место 3% изменение максимальной амплитуды в энергетическом спектре протонов отдачи при максимально возможном (на 90°) изменении угла падения нейтронов. Поскольку в условиях эксперимента на пучке μ^- -мезонов ^{/1,2/} нейтроны из мишени попадали в кристалл стильбена под углом, не превышающим 30° по отношению к оси кристалла, можно считать, что эффект анизотропии пренебрежимо мал.

Описанный в статье нейтронный спектрометр на основе монокристалла стильбена диаметром 30 мм и толщиной 20 мм обладает следующими основными параметрами.

Эффективность регистрации нейтронов меняется от $\epsilon = 23\%$ при $E_n = 2$ Мэв до $\epsilon = 6\%$ при $E_n = 15$ Мэв (для нулевого порога регистрации протонов отдачи). Энергетическое разрешение для нейтронов зависит от способа дифференцирования протонного спектра и равно (для случая спектров, приведенных в ^{/1,2/}), примерно, $\Delta(E_n) \approx 0,65$ Мэв для $E_n = 2,0$ Мэв и $\Delta(E_n) \approx 1,1$ Мэв для $E_n = 15$ Мэв.

Зависимость амплитуды сцинтилляций от угла падения нейтронов относительно оси кристалла не превышает 3% при изменении угла падения от 0 до 90° .

Долговременная стабильность $\pm 1\%$; абсолютная точность определения энергии нейтронов $\pm 5\%$.

Л и т е р а т у р а

1. V.S.Evseev, T.Kozlowski, V.S.Roganov and J.Wojtkowska. Phys.Lett., 28B, 533 (1969).
2. V.S.Evseev, T.Kozlowski, V.S.Roganov and J.Wojtkowska. Proc. III Int. Conf. on High Energy Physics and Nucl. Structure. Plenum Press, N.-Y.-L. 1970, p.157.
3. T.Kozlowski. Nukleonika XIII, 999 (1968).
4. Selected Topics in Radiation Dosimetry, p. 227, IAEA, Vienna, 1961.
5. R.Honecker and H.Grassler. Nucl.Instr. and Meth., 46, 282(1967).
6. В.Г. Золотухин, Г.Г. Дорошенко, Б.А. Ефименко. АЭ 15, 194 (1968).
7. J.B.Czirr, D.R.Nygren and C.D.Zafiratos. Nucl.Instr.Meth., 31, 226 (1964).
8. Б.В. Рыбаков, В.А. Сидоров. Спектрометрия быстрых нейтронов. Москва 1958, стр. 97.
9. W.R.Burrus and V.V.Verbinski. Nucl.Instr. and Meth., 67, 181 (1969).
10. Г.Г. Дорошенко, В.И. Глаголев, И.Р. Барабанов, И.В. Филошкин. Атомная энергия, 16, вып. 3, 218 (1964).
11. C.W.Lewis and J.M.Blair. Nucl.Instr.Meth., 35, 261 (1965).
12. D.D.Slavinskas, T. J.Kennett and W.V.Prestwich. Nucl.Instr. Meth., 41, 341 (1966).
13. C.Lanczos. Appl. Analysis. Prentice Hall, Inc. 1956, p.321.
14. V.V.Verbinski, W.R.Burrus, T.A.Love, W.Zobel, N.W.Hill and R.Textor. Nucl.Instr.Meth., 65, 1 (1968).
15. R.J.Kurtz. UCRL, 11339 (1964).
16. B.N.L. 325 Suppl. No 2 Neutron Cross Section. V. 1, 1965.
17. Ю.А. Казанский, Л.А. Трыков, В.А. Дулин, В.Г. Золотухин, М.З. Тараско. Атомная энергия, 20, 143 (1966).

18. В.Г. Золотухин, Г.Г. Дорошенко, Б.А. Ефименко. Атомная энергия 19, 56 (1965).
19. R.L. Lehman. Nucl. Instr. Meth., 60, 253 (1968).
20. K. Tsukada and S. Kikuchi. Nucl. Instr. Meth., 17, 286 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 сентября 1971 года.