

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

К 644

13-88-567

А.Д.Конин, А.И.Руденко, В.В.Фильченков

**ПАРАМЕТРЫ
СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА
НЕЙТРОНОВ ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ**

Направлено в журнал "Nuclear Instruments
and Methods in Physics Research"

1988

Нами разработан и создан сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов ^{/1/}, который отличается от обычно используемых нейтронных детекторов прежде всего **своими** размерами (2 x Ø 310 x 160 мм, общий объем сцинтиллятора 24,1 л), а от детекторов с близкими размерами ^{*} — высокими спектрометрическими свойствами и реализацией надежного нейтрон-гамма-разделения, начиная с энергий $E_\gamma = 50-100$ кэВ. В спектрометре используется жидкий сцинтиллятор NE-213 ^{**}, конструкция спектрометра описана в ^{/1/}.

Необходимым условием физической эксплуатации спектрометра является определение его характеристик: энергетического разрешения, соответствия амплитуды импульса энергии нейтрона, пороговой энергии n- γ -разделения. При изучении вопроса выяснилось, что методы решения указанных вопросов достаточно хорошо разработаны лишь для детекторов малых размеров (\sim см). Что касается "больших" спектрометров, то нам известна лишь одна работа ^{/2/} по γ -спектрометрии для детекторов с наибольшим размером Ø 25x5 см (толщина меньше нашего в 3 раза). В работе ^{/3/}, наоборот, приводится измеренная форма линии для нейтронов с энергией 3,8 МэВ, однако ничего не сообщается о γ -спектрометрии.

Традиционный способ энергетической калибровки, с успехом применяемый для детекторов нейтронов небольших размеров, заключается в следующем. Сначала калибруется шкала анализатора (амплитуда импульса, A) в масштабе энергии электрона (E_e). Затем используют полученные самими или другими авторами данные о соответствии между энергией протона и эквивалентной ей по величине световыхода энергией электрона (E_{ee}).

Как правило, для определения зависимости $A = f(E_e)$ измеряются и анализируются спектры комптоновских электронов, полученные с помощью источников γ -квантов различных энергий (E_γ). Комptonовское распределение по энергиям имеет резко выделенную границу, соответствующую граничной энергии электронов $E_e^{rp} = 2E_\gamma / (2E_\gamma + m_e c^2)$. Из-за эффектов, связанных с конечной величиной амплитудного разрешения, и (в

^{*} См. библиографию в работе ^{/1/}.

^{**} Производство фирмы "Нуклеар Энтерпрайз", Эдинбург, Шотландия.

меньшей степени) утечки электронов из сцинтиллятора граница соответствующего амплитудного распределения размывается. Возникает вопрос — какой именно амплитуде соответствует граничная энергия. Авторы ^{/4/} сравнили измеренные комптоновские спектры с рассчитанными по методу Монте-Карло и пришли к заключению, что граничная энергия E_e^{rp} соответствует каналу, для которого число событий (N) составляет $\approx 2/3$ от максимального числа событий в канале, или $N(E_e^{rp}) \approx 0,7 N_{max}$. Позднее этот вывод был подтвержден и другими авторами. Были проведены и непосредственные измерения ^{/5/} соотношения $A = f(E_e)$ с помощью регистрации дополнительным детектором рассеянного γ -кванта на известный угол и при этом получено соотношение $N(E_e^{rp}) = (0,89 \pm 0,07) \cdot N_{max}$.

Авторы ^{/2/} проанализировали комптоновские распределения, полученные в калибровочных измерениях с детекторами небольших размеров. Они пришли к заключению, что положение граничной энергии составляет $N(E_e^{rp}) = 0,82-0,89 N_{max}$ и что результаты этих работ свидетельствуют о линейной зависимости световыхода (L) от энергии электрона

$$L = C(E_e - E_{e0}), \quad (1)$$

где $E_{e0} = 5$ кэВ, C — калибровочная константа.

В недавней работе ^{/6/} обнаружена некоторая нелинейность в зависимости световыхода от энергии:

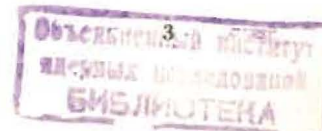
$$\begin{aligned} L &= 0,834 (E_e - 0,0536) && \text{для } E_e > 0,3 \text{ МэВ,} \\ L &= 0,793 E_e^{1,116} && \text{для } E_e < 0,3 \text{ МэВ.} \end{aligned}$$

Здесь величина L измеряется в единицах "²²Na light unit", которая согласно ^{/2/} составляет 0,82 МэВ⁻¹.

При увеличении размеров детектора (≥ 10 см), когда становится заметным вклад многократных γ - e -взаимодействий, вид аппаратных комптоновских распределений изменяется. Это обнаруживается, с одной стороны, в более отчетливом проявлении пика "полного поглощения" и соответственно в сдвиге положения $A(E_e^{rp})$ ближе к $A(N_{max})$, а с другой — в появлении заметной части событий, соответствующих регистрации 2-х γ -квантов, одновременно испускаемых γ -источником (таким как ⁶⁰Co, ²²Na, ⁸⁸Y). Из измерений и анализа ^{/2/} следует, что при измерениях с ¹³⁷Cs ($E_\gamma = 0,667$ МэВ) положение граничной энергии $A(E_e^{rp}) = 1,065A(N_{max})$ для детектора небольших размеров (Ø 3,8x2,4 см) и

$$A(E_e^{rp}) = 1,047A(N_{max}) \quad (2)$$

для детектора с размерами Ø 25x5 см. В анализе ^{/2/} использовалось вы-



ражение для амплитудного разрешения $\Delta L/L$ (FWHM),

$$\sigma = (\alpha^2 + \beta^2/E + \gamma^2/E^2)^{1/2}, \quad (3)$$

где α учитывает неоднородность светосбора, β - статистику фотоэлектронов, γ - влияние шумов ФЭУ и усилителя. Для детектора с размерами $\varnothing 25 \times 5$ см наилучшее согласие расчетов с измерениями было получено при следующих значениях параметров

$$\alpha = 5,6\%, \quad \beta = 18\%, \quad \gamma = 0,2\%. \quad (4)$$

В настоящей работе были измерены и проанализированы спектры, полученные с детектором $\varnothing 31 \times 16$ см для γ -источников ^{137}Cs ($E_\gamma = 0,667$ МэВ), ^{60}Co ($E_\gamma = 1,17$ и $1,33$ МэВ) и ^{22}Na ($E_\gamma = 0,51$ и $1,28$ МэВ).

Указанные распределения приведены на рис.1. Анализ заключался в сравнении экспериментальных распределений с рассчитанными по методу Монте-Карло. В расчетах учитывались процессы комптоновского рассеяния и фотопоглощения γ -квантов в сцинтилляторе NE-213 и стенках детектора. Разброс амплитуд разыгрывался в соответствии с (4), где α и β варьировались, а параметр γ полагался равным нулю. Наилучшее согласие было получено при значениях

$$\alpha = \beta = 9\%. \quad (5)$$

Из сравнения (4) и (5) можно сделать заключение, что однородность светосбора в работе /2/ была несколько лучшей. Это может объясняться меньшими размерами используемого в /2/ детектора ($\varnothing 25 \times 5$ см) и использованием в нем световода. Зато по величине

(статистический энергетический разброс) мы получили значительный выигрыш. Значению $\beta = 0,09$ соответствует величина $\Delta E_e \approx 1,5$ кэВ/фотоэлектрон. Из анализа параметров n - γ разделения следует близкое значение

1 кэВ/фотоэлектрон, что соответствует пороговой энергии разделения ≈ 50 кэВ. По сравнению с данными (2), полученными в /2/ для детектора с размерами $\varnothing 25 \times 5$ см, в нашем случае положение $A(E_{\text{тр}})$ еще ближе к $A(N_{\text{max}})$ и составляет (для ^{137}Cs)

$$A(E_{\text{тр}}) = 1,01A(N_{\text{max}}).$$

Отметим также, что положение, соответствующее половине от "высоты" спектра ^{137}Cs , составляет $A(1/2 N_{\text{max}}) = 600$ кэВ.

Результаты калибровки $A(E_e)$

приведены на рис.2. Точки на рисунке соответствуют значениям канала (A) и E_e , для числа отсчетов $N_{\text{гр}} = 1/2 N_{\text{max}}$. Линия проведена по этим точкам. Можно видеть, что ход зависимости $A(E_e)$ согласуется с линейным выражением (1). Линии на рис.1 соответствуют расчетным спектрам, полученным для одного и того же масштабного фактора, определенного из данных рис.2. Можно видеть, что имеет место хорошее согласие расчетов с экспериментами.

Таким образом, получено искомое соотношение $A(E_e) = K(E - E_0)$, где значение K может

легко восстанавливаться исходя из вида расчетных комптоновских распределений для различных коэффициентов усиления спектрометрической системы, т.е. при измерении в различных энергетических диапазонах. Теперь следует перейти от энергии электрона к энергии протона, т.е. установить соответствие $A = f(E_p)$. Для этого можно было бы пойти привычным путем, т.е. воспользоваться полученными ранее другими авторами /7-9/ данными о параметрах функции соответствия $E_{ee} = \varphi(E_p)$ в NE-213, где E_{ee} - эквивалентная по световыходу энергия электрона. Однако этот путь связан со следующими сложностями.

Во-первых, сами данные /7-9/ неоднозначны, различие между некоторыми из них (/7/ и /8,9/) достигает 15-20%. Во-вторых, и это главное, результаты /7-9/ не могут непосредственно использоваться нами. Дело в том, что они получены в условиях, когда импульс с детектора интегрируется в течение ≥ 1 мкс, т.е. его амплитуда соответствует полной площади светового импульса. В нашем же случае применительно к используемому нами методу n - γ разделения анализируются ам-

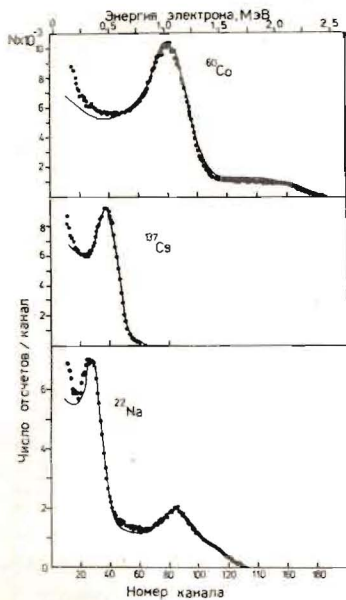


Рис.1. Аппаратурные распределения, измеренные с γ -источниками ^{137}Cs (0,667 МэВ), ^{60}Co (1,17 и 1,33 МэВ) и ^{22}Na (0,51 и 1,28 МэВ). Точки - экспериментальные данные.

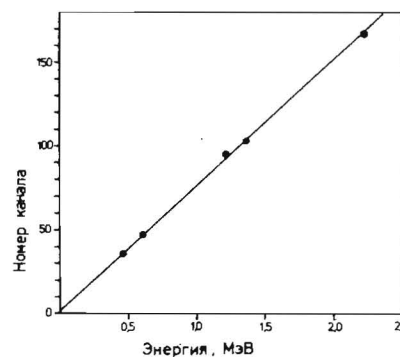


Рис.2. Калибровочная линия, найденная из анализа спектров, приведенных на рис.1.

плитуды импульсов, соответствующих быстрой компоненте (БК) светового импульса (0–50 нс) и медленной (МК) его части (50–300 нс). Для энергетического анализа следует воспользоваться, конечно, амплитудой $A_{БК}$, которая согласно /10/ соответствует для электронов $\approx 95\%$ от полной площади, а для нейтронов $\approx 80\%$. Указанные отношения получены для вполне определенных условий и могут заметно нарушаться в нашем случае.

Имея в виду эти обстоятельства, мы решили сами получить данные о зависимости $E_e = \varphi(E_p)$ из анализа экспериментально измеренных спектров протонов отдачи для нейтронов различных энергий. С этой целью мы воспользовались методом выделения нейтронов определенной группы энергий по времени их пролета от источника нейтронов до находящегося на некотором расстоянии (S) от него детектора нейтронов*. В качестве источника нейтронов использовался препарат $^{238}\text{Pu-Be}$, излучающий нейтроны непрерывного спектра вплоть до $E_n = 12$ МэВ. В непосредственной близости от источника располагался детектор небольшого размера, импульс от которого являлся стартовым для преобразователя время-амплитуда. Кроме временного, проводился и анализ амплитуд $A_{БК}$ и $A_{МК}$, что позволило дискриминировать γ -фон и значительно уменьшить число фоновых отсчетов. Для определения цены канала временного кодировщика мы воспользовались калиброванными линиями задержки, точность измерения которых составляла менее 0,5%.

При проведении измерений мы не принимали специальных мер для достижения наилучшего возможного временного разрешения. Параметры формы линии временного разрешения были найдены из анализа временного спектра для γ -квантов с $E_\gamma = 4,43$ МэВ, испускаемых источником $^{238}\text{Pu-Be}$ вместе с нейтронами. Оказалось, что эта линия хорошо описывается гауссовским распределением со значением $\sigma = 6,5$ нс. Для дальнейшего анализа были выбраны события, принадлежащие нейтронной области на двумерном распределении $A_{БК}$, $A_{МК}$ и разобранные на три группы, исходя из некоторых значений времени пролета $t_1 + \Delta t$, $t_2 + \Delta t$ и $t_3 + \Delta t$. Энергетические спектры нейтронов соответствующих групп приведены на рис.3. Для каждой из указанных трех групп были построены распределения $N^{(i)}(A_{БК})$, которые сравнивались с рассчитанными по методу Монте-Карло. Эти распределения приведены на рис.4.

Схема расчетов выглядит следующим образом. Исходя из измеренного /9/ спектра нейтронов Pu-Be -источника разыгрывалась энергия нейтрона и определялось его время пролета до детектора t (нс) =

* Указанный способ был использован еще в 1958 г. /11/; его применяли также группы ЦЕРН /12/ и СИНА /13/.

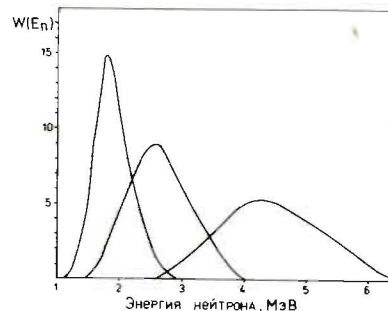


Рис.3. Спектры энергий для трех различных групп нейтронов, выделяемых по времени пролета от источника до детектора ($S = 2$ м).

$= 144,6/\sqrt{E_n}$ (МэВ) (база $S = 2$ м). Это время "размывалось" по гауссовскому распределению с $\sigma = 6,5$ нс. Проверялось попадает ли это время в заданный интервал $t_i + \Delta t$, где i принимает одно из значений от 1 до 3. Если да, то рассматривалось взаимодействие этого нейтрона в сцинтилляторе.

Программа расчетов описана в /14/. В расчетах учитывалось до 10 последовательных $n-p$, $n-s$ -взаимодействий. Для каждого j -го $n-p$ -взаимодействия энергия протона отдачи преобразовывалась в эквивалентную энергию электрона по закону $E_{ee} = a \cdot f(E_p)$, где a — некоторый нормировочный параметр. Суммарная для всех взаимодействий энергия $E_{ee} = \sum E_{ee}^j$ определяла полную величину световыхода (амплитуды импульса) для каждого нейтрона. Параметр a варьировался для достижения наилучшего согласия расчетов с измерениями. Для функции $f(E_p)$ мы использовали выражение

$$f(E_p) = \sum b_k(E_p) \cdot E_p^k, \quad (6)$$

где значения b_k взяты из работы /9/.

Результаты расчетов с оптимальным значением

$$a = 1,01 \pm 0,03 \quad (7)$$

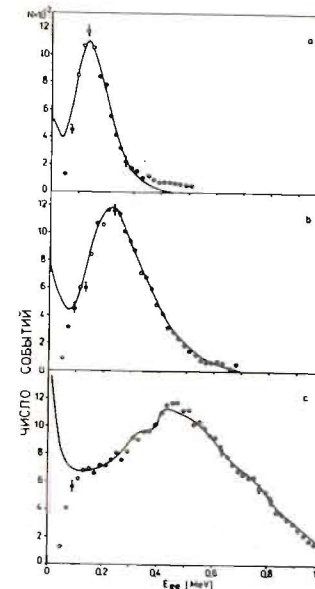


Рис.4. Аппаратурные спектры для нейтронов трех различных групп, спектры которых приведены на рис.3.

обозначены линиями на рис.4. Как можно видеть, согласие расчетов с измерениями вполне удовлетворительное. Это позволяет сделать заключение о том, что мы умеем воспроизвести аппаратный спектр для произвольного исходного энергетического спектра нейтронов. Эффективность регистрации (ε) находится из отношения числа событий во всех каналах, больших порогового, к полному числу разыгрываемых событий. Укажем, что для детектора $\varnothing 310 \times 160$ мм эффективность, отнесенная к телесному углу $\Omega = 4\pi$, составляет для $E_n = 3$ МэВ и при пороге $E_{ee} = 100$ кэВ $\varepsilon = 75\%$.

Параметр α устанавливает соответствие (с учетом значений (6) для $f(E_p)$) между ценой канала амплитудного распределения по БК для нейтронов (протонов) и γ -квантов (электронов). Для того чтобы определить указанное соотношение для полного заряда (как это обычно принято), надо знать распределение величины полного заряда по быстрой и медленной компонентам для каждого сорта частиц. Мы смогли найти это распределение, сравнив положение границ спектров по БК и МК для γ -квантов (^{137}Cs) и нейтронов с $E_n = 2,5$ МэВ и учтя отношение коэффициентов усиления в трактах МК и БК ($K = 4,9 \pm 0,1$). Оказалось, что доля заряда для нейтронов ($\delta_{БК}^p$) и γ -квантов ($\delta_{БК}^e$) составляет

$$\delta_{БК}^p = 81,6 \pm 1,6 \%, \quad \delta_{БК}^e = 92,6 \pm 1,8 \%, \quad (8)$$

что согласуется с данными /10/. Используя значения (8), получаем для распределений по полному заряду

$$\alpha' = \alpha \cdot \delta_{БК}^e / \delta_{БК}^p = 1,18 \pm 0,05. \quad (9)$$

Величина α' представляет собой найденную нами величину световых выходов по отношению к данным /9/ (как уже отмечалось, вид функции $L(E_p)$ у нас совпадает). Сравнивая значение (9) с результатами работ /7-9/, можно сделать заключение, что по величине световых выходов наши данные ближе к /7/ и в пределах ошибок измерений согласуются с ними.

Созданный нами спектрометр в течение двух лет используется в экспериментах по изучению мюонного катализа. При этом применяются описанные выше методы градуировки с помощью γ -источников и с использованием значения (8) калибровочного параметра α . Характерной особенностью опытов является использование в спектрометрических трактах параллельных преобразователей А-К с разбиением 8×64 канала. На рис.5 приведено двумерное распределение амплитуд БК, МК, полученное в эксперименте по изучению процесса

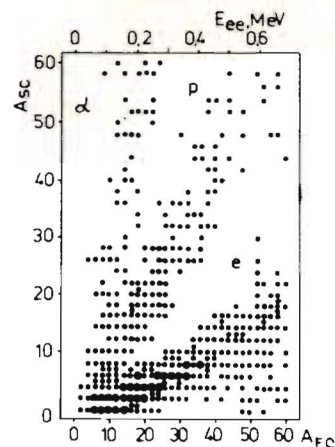


Рис.5. Двумерное распределение амплитуд БК, МК, измеренное в эксперименте по изучению реакции (10).

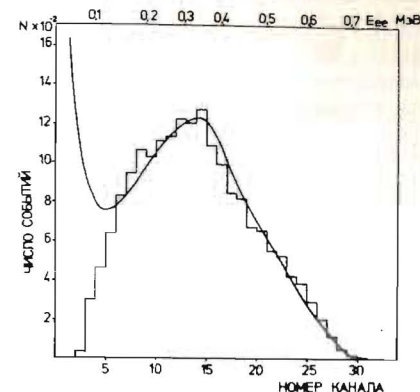


Рис.6. Аппаратное распределение событий реакции (10) по амплитуде БК. Линия - расчеты по методу Монте-Карло.

Это распределение специально построено без предварительного отбора событий с целью продемонстрировать вклад от фоновых нейтронов (мюзахват в стенках газовой дейтериевой мишени), регистрируемых в сцинтиллаторе по каналам (n, α), ($n, 3\alpha$). События в протонной области обусловлены главным образом регистрацией нейтронов из реакции (10). На рис.6 приведено распределение событий этой реакции по амплитуде БК, полученное с применением критериев отбора, дискриминирующих фон. Линия на рисунке - расчетный спектр, проградуированный с помощью γ -источников с использованием значения (7) калибровочного параметра α . Как видно из рисунка, имеет место хорошее согласие расчетов с измерениями.

В заключение несколько слов о параметрах $n-\gamma$ -разделений. Мы проанализировали одномерные $n-\gamma$ -распределения по амплитуде МК для некоторых фиксированных значений амплитуды БК. Оказалось, что указанные спектры хорошо согласуются с рассчитанными исходя из биномиального закона распределения для каждой из компонент БК и МК с параметрами (8) и средним числом фотоэлектронов $\approx 1/\text{кэВ}$. Отсюда можно получить степень $n-\gamma$ разделения (δ). Мы определяем ее как долю событий от γ -квантов в "нейтронной" области, где за границу разделения $n-\gamma$ -областей принята линия, проходящая посередине между ц.т.

каждой из них. В качестве примера укажем, что для $E_e = 50$ кэВ указанная величина составляет $\delta \approx 3\%$, а для $E_e = 100$ кэВ $\delta \approx 1\%$. Заметим, что измеренные в экспериментальных условиях (мишень на пучке мюонов) двумерные $n-\gamma$ -распределения (рис.5) имеют несколько худшие параметры за счет возможных наложений событий в интервале 0-300 нс и вклада неупругих ($n, n'\gamma$) взаимодействий в сцинтилляторе от фоновых нейтронов с одновременной регистрацией и нейтрона, и γ -кванта.

Авторы выражают благодарность Л.Н.Сомову за помощь в работе и В.Т.Зинову за полезные обсуждения.

Литература

1. Желепов В.П., Зинов В.Г., Конин А.Д., Руденко А.И., Соловьева Г.М., Фильченков В.В. Препринт ОИЯИ, I3-87-476, Дубна, 1987.
2. Dietze G., Klein H. NIM 1982, 193, p. 549.
3. Poenitz W.H. NIM 1973, 109, p. 413.
4. Beghian L.E. et al. NIM 1965, 35, p. 34.
5. Knox H., Miller F. NIM, 1972, 101, p. 519.
6. Ojama Y. et al. NIM, 1987, A256, p. 333.
7. Verbinsky V. et al. NIM, 1968, 65, p. 8.
Smith D. NIM, 1968, 64, p. 157.
Pieroni N., Rusch D. NIM, 1972, 115, p. 317.
Gzirr J. et al. NIM, 1964, 31, p. 226.
8. Batchelor R. NIM, 1961, 13, p. 70.
Drosg M. NIM, 1972, 105, p. 573.
Flower J. et al. NIM, 1980, 175, p. 449.
Jonson R. et al. NIM, 1977, 145, p. 337.
9. Dekempeneer E. et al. NIM, 1987, A256, p. 489.
10. Kuchnir F., Lynch F.J. IEEE Trans. 1968, v. NS-15, p. 107.
11. Веретенников А.И., Аверченков В.Я. ПТЭ, 1958, 3, с.48.
12. Bertin A., Vitale A. NIM, 1969, 68, p. 24.
13. Breunlich W.H. et al. Phys.Rev., 1983, A28, p. 2611.
14. Martchish L., Filchenkov V.V. JINR E13-88-566, Dubna, 1988.

Рукопись поступила в издательский отдел

26 июля 1988 года.

Конин А.Д., Руденко А.И., Фильченков В.В.
Параметры сцинтилляционного спектрометра нейтронов
полного поглощения

13-88-567

Описан метод и приводятся результаты определения параметров спектрометра быстрых нейтронов /полный объем спектрометра $V = 24,1$ л/, созданного в ЛЯП ОИЯИ и используемого в экспериментах по изучению процесса мю-катализа. Параметры детектора полного поглощения были найдены из анализа амплитудных распределений, измеренных с γ -источниками различных энергий и нейтронами различных энергий, выделяемых из спектра ^{238}Pu -Be источника по времени пролета. Для амплитудного разрешения /FWHM/ получено значение $\sigma = 0,09/(1+1/E \text{ (МэВ)})$, т.е. в два раза лучше, чем в детекторе меньшего размера. Пороговая энергия для разделения составляет $E_\gamma = 50$ кэВ, что соответствует лучшим результатам для малых детекторов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод авторов

Konin A.D., Rudenko A.I., Filchenkov V.V.
The Parameters of the Full Absorption Neutron Spectrometer

13-88-567

The methods of determination of the parameters of a scintillation neutron spectrometer are considered. Results for the parameters of the full absorption neutron spectrometer constructed in JINR (full scintillator volume $V = 24.1$ l) and used in experiments studying muon catalysis process are presented. These parameters have been obtained from the analysis of the amplitude distributions measured with γ -sources of different energies and with neutrons selected from ^{238}Pu -Be spectrum using the TOF method. The value of $\sigma_{\text{FWHM}} = 0.09(1+1/\sqrt{E_e} \text{ (MeV)})$ has been obtained for the amplitude resolution. It is two times better than that obtained for the detector having smaller size. The threshold energy of $n-\gamma$ separation is equal to $E_\gamma^{\text{thr}} \approx 50$ keV what corresponds to the best results obtained with small detectors.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988