

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА ИЗ ПЛАСТИЧЕСКОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА $\varnothing 100 \times 200$ ММ

В. М. КУЗНЕЦОВ, А. П. ПОТЫЛИЦЫН, Е. В. РЕПЕНКО, О. И. СТУКОВ

(Представлена научно-техническим семинаром лаборатории
высоких энергий НИИ ЯФ)

Для определения эффективности нейтронного детектора использовались два метода: теоретический расчет и непосредственная оценка из измерений на нейтронах отдачи процесса фотообразования π^+ -мезонов.

Для расчета эффективности нейтронного счетчика, выполненного на основе пластмассового сцинтиллятора больших размеров, использовалась методика, предложенная Р. Курцем [1]. Так как нейтрон не заряжен, то эффективность детектора к нейтронам определяется заряженными частицами, возникающими при их взаимодействии с ядрами сцинтиллятора, то есть ядрами водорода и углерода. Для энергии ниже 15 МэВ (табл. 1) взаимодействие обусловлено лишь реакциями (np)-рассеяния, для которых хорошо известны сечения, и поэтому эффективность может быть вычислена с хорошей точностью. Для энергий нейтронов более 15 МэВ расчет эффективности усложняется за счет возрастания вклада неупругих (nC)-взаимодействий. Эффективность регистрации нейтрона, обусловленная всеми возможными каналами реакции, определяется, как это показано в работе [1], следующим образом:

$$\varepsilon(E_n, T) = \sum_{i=1}^n g_i(E_n, T) \frac{\sigma_i(E_n)}{\sigma(E_n)} W(E_n, \bar{l}), \quad (1)$$

где

$W(E_n, \bar{l}) = \sigma \nu \int_0^{\bar{l}} e^{-\nu \sigma(E_n) dz}$ — полная вероятность взаимодействия ней-

трона с веществом сцинтиллятора;

$g_i(E_n, T)$ — вероятность регистрации заряженных частиц, полученных в результате взаимодействия нейтрона в i -м канале реакции;

$\sigma_i(E_n)$ — сечение реакции i -го канала;

ν — число ядер водорода (или углерода) в см^3 ;

\bar{l} — эффективная длина кристалла, усредненная по направлениям падающих на детектор нейтронов;

z — длина свободного пробега нейтрона в кристалле;

$\sigma(E_n) = \sigma_{np}(E_n) + \sigma_{nc}(E_n)$ — сумма сечений (np) и (nC)-взаимодействий.

Из формулы (1) видно, что эффективность зависит от порога. Практически в расчетах используется порог чувствительности детектора к электронам. Это минимальная энергия электрона, начиная с которой нейтронный детектор регистрирует электрон с вероятностью, равной единице. В таком случае протоны и α -частицы (продукты взаимодействия нейтронов с ядрами сцинтиллятора), производящие в сцинтилляторе такой же световыход, что и электроны с энергией T , также будут иметь минимальные энергии $E_p(T)$ и $E_\alpha(T)$. Эти энергии определялись по данным работам [2]. Так как световыход и чувствительность фотоумножителя — величины случайные, зависящие от конструкции счетчика и ряда случайных причин, то вероятность регистрации при пороговой энергии T зависела от энергетического разрешения счетчика, который был равным $\tau \approx 50\%$. В связи с этим среднее значение эффективности принимает вид

$$\epsilon(E_n) = W(E_n \bar{l}) \sum_{i=1}^n \sigma_i(E_n) \frac{\int_0^\infty g_i(T, E_n) \exp\left\{-\frac{1}{2} \left(\frac{T - T_0}{\tau T_0}\right)^2\right\} dT}{\int_0^\infty \exp\left\{-\frac{1}{2} \left(\frac{T - T_0}{\tau T_0}\right)^2\right\} dT}, \quad (2)$$

где T_0 — средняя пороговая энергия, определяемая экспериментально, которая в нашем случае была равна 1,3 МэВ для электронов. Эффективная длина \bar{l} вычислялась из геометрии кристалла и направления регистрируемых нейтронов, как показано на рис. 1, по формуле

$$\bar{l} = \frac{1}{\cos \theta_2} \left\{ \int_{\theta_1}^{\theta_2} \left(\frac{R - S \operatorname{tg} \theta}{\cos \theta} \right) d\theta + \int_0^{\theta_1} \frac{L}{\cos \theta} d\theta \right\}, \quad (3)$$

$$\theta_1 = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{R}{L + S}, \quad \theta_2 = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{R}{S}.$$

Для определения $g_i(E_n T)$, входящего в выражение (1) и (2), принимались в расчет реакции, дающие заметный вклад [1]. Эти реакции приведены в табл. 1.

Таблица 1

№ канала реакции	1	2	3	4
Тип реакции	$H(n, p)H$	$C^{12}(n, \alpha)Be^9$	$C^{12}(n, n' \alpha)C$	$C^{12}(n, p)B^{12}$
Порог реакции (МэВ)	0	6,2	7,9	13,6

Реакции типа $C(n, n')C$ и $C(n, n' \gamma)C$ в расчете не учитывались, так как они давали вклад в эффективность менее 2% [1].

Для первого канала реакции $H(n, p)H$

$$g_1(E_n, T) = 2\pi \int_{-1}^{x'_{\max}} \frac{d\sigma_{np}}{dx'} dx', \quad (4)$$

где

$\frac{d\sigma}{dx'}$ — дифференциальное сечение (n, p) — рассеяния [3];

$x' = \cos \Theta'$ — косинус угла рассеянного нейтрона;

Θ'_{\max} — предельный угол рассеяния нейтрона, при котором протон отдачи имеет пороговую энергию $E_p(T)$ в с. с. м.

$$x'_{\max} = \{\gamma(E'_p + m_p) - [E_p(T) + m_p]\} \beta \gamma P'_p, \quad (5)$$

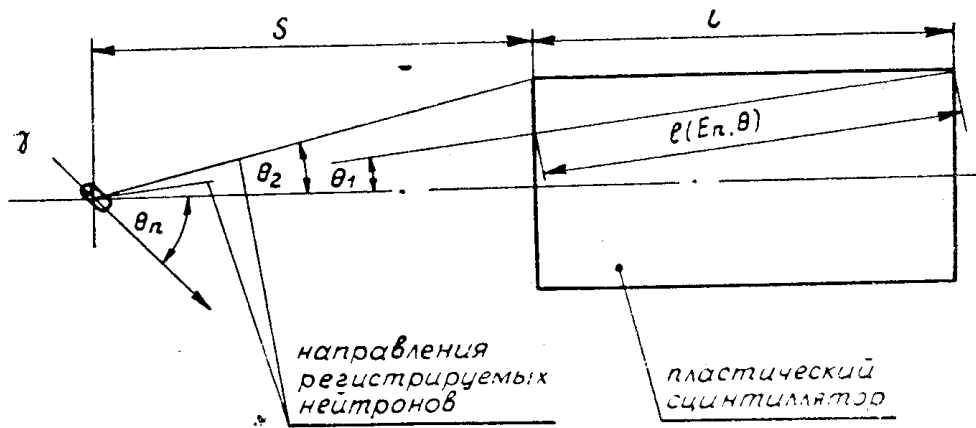


Рис. 1. Геометрия кристалла и направления регистрируемых нейтронов.

где E'_p — кинетическая энергия протона отдачи;

$$\beta = \sqrt{\frac{E_n}{2m + E_n}}; \quad \gamma = \sqrt{\frac{2m + E_n}{2m}};$$

$$P'_p = \sqrt{\frac{2m E_n}{4}}; \quad E'_p = \sqrt{\frac{2m(2m + E_n)}{2}};$$

E_n и E'_n — кинетическая энергия нейтрона до (после) рассеяния;
 P'_p — импульс протона отдачи;
 $m = m_n \approx m_p$ — масса протона и нейтрона для второго канала реакции.
 Для второго канала реакции $C^{12}(n, \alpha)V^9$

$$g_2(E, T) = \int_{E_{\alpha \min}}^{E_{\alpha \max}} \frac{dE_{\alpha}}{2\beta\gamma P'_p} = \frac{E_{\alpha \max} - E_{\alpha \min}}{2\beta\gamma P'_p}, \quad (6)$$

где

$$E_{\alpha \min} = E_{\alpha}(T),$$

$$E_{\alpha \max} = \gamma E_{\alpha} + \beta\gamma P'_p + m_{\alpha}(\gamma - 1).$$

Для третьего канала реакции $C(n, n'3\alpha)$

$$g_3(E, T) = \int_0^1 f_{3\alpha}(E_n, T, \delta_n) N(\delta_n) d\delta_n, \quad (7)$$

где

$$f_{3\alpha}(E_n, T, \delta_n) = 3 \left[1 - \frac{2 \left(\frac{T}{Q} - 0,046 \right)}{0,007 Q} \right] - \text{доля регистрируемых нейтронов за счет реакции } (n, n', 3\alpha) \text{ для фиксированной энергии } Q; \delta_n = \frac{E'_n}{E'_n \max};$$

Q — энергия, передаваемая составному ядру.

Ввиду того, что возбужденное ядро V^{12} имеет большую плотность низколежащих уровней, то для расчета вклада этой реакции использовалась форма спектра, приведенная в работе [4], а эффективность для реакции $C^{12}(n, p)V^{12}$ определялась из

$$g_4(E_n, T) = \int_0^1 f_p(E, T, \delta_p) d\delta_p, \quad (8)$$

где

$$f_p(E, T, \delta_p) = 2\pi \int_{x'_{\min}}^1 \frac{\partial^2 \sigma_{\text{пр}}}{\partial \delta \partial \Omega} dx' \quad \text{— доля регистрируемых нейтронов за}$$

счет реакции $C^{12}(n, p)B^{12}$ при фиксированном параметре δ_p ;

$x'_{\min} = \cos \Theta_p$ — косинус угла, при котором протоны в конечном состоянии имеют энергию, соответствующую пороговой E'_p ;

$\delta_p = \frac{E'_p}{E'_p \text{ max}}$ — параметр, устанавливающий отношение пороговой энергии E'_p к максимально возможной из данной реакции;

$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \delta \partial \Omega}$ — двойное дифференциальное сечение реакции $C^{12}(n, p)B^{12}$ определялось из [4].

Результаты вычисленных эффективностей для каждого канала реакции приводятся на рис. 2 в виде кривых, каждая из которых обозначена по типу реакции. Общая эффективность нейтронного детектора определялась суммированием эффективностей для отдельных каналов и также приводится на рис. 2.

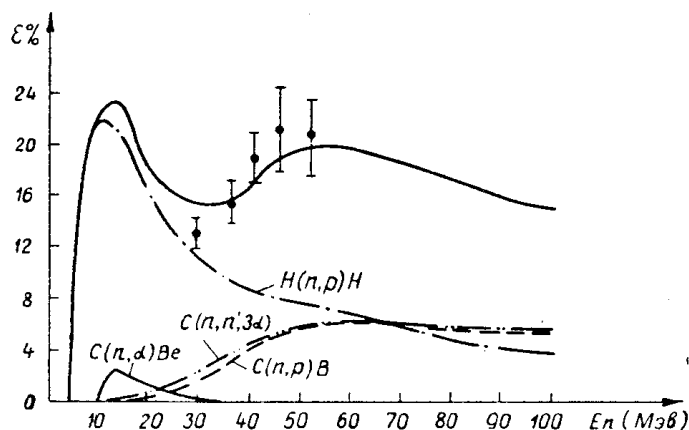


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные значения эффективностей нейтронного детектора в зависимости от кинетической энергии нейтрона; I — экспериментальные значения; сплошная кривая — расчетная суммарная эффективность; остальные кривые — расчетные значения эффективности для отдельных каналов реакций.

Экспериментальная оценка эффективности нейтронного детектора проводилась в опыте по фотообразованию π^+ -мезонов на нейтронах отдачи, энергия и угол вылета которых задавались фиксированием π^+ -мезона. Схема эксперимента и аппаратура была той же самой, которая использовалась в измерении асимметрии [5]. Тормозной пучок производился на танталовой мишени 0,4 мм от электронов с энергией 600 МэВ. Измерение (π^+n) -совпадений производилось под углами $\Theta_\pi = 90^\circ$ в л. с. к. и $\Theta_n = 30^\circ$ в л. с. к. при низких энергиях фотонов в области от 210 до 240 МэВ.

Таблица 2

	E_{γ}	E_n	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ бонн	$\frac{Y}{\epsilon}$	ϵ_n	$\frac{\Delta\epsilon_n}{\epsilon_n}$
	МэВ	МэВ	мкбарн стерад	мкбарн стерад	%	%
1	209,7	29,5	10,4	1,39	13,36	15,5
2	218,2	36,0	11,4	1,83	16,10	13,4
3	226,0	38,5	12,4	1,86	15,0	13,2
4	234,0	45,2	13,2	3,15	23,80	12,0
5	241,0	46,0	14,0	3,15	22,50	13,0

Таблица 3

Результаты теоретического расчета эффективности

E_n (МэВ)	10	12,6	16	20	25	32	37,5
ϵ_n (%)	23,2	23,1	19,1	17,0	15,3	15,8	18,1
E_n (МэВ)	42,5	47,5	52,5	62,5	70	80	100
ϵ_n (%)	19,4	20,5	20,5	20,1	18,5	17,0	14,5

Эффективность вычислялась на основе сравнений полученных результатов с данными Бонна [6] по формуле

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{бонн}}} = \frac{Y}{\epsilon}, \quad (9)$$

где Y — измеряемая величина.

Так как в данном эксперименте использовались два регистрирующих канала, то расчет $\Delta\Omega$ был сложен. Суть метода аналитического расчета заключалась в том, что эффективная регистрирующая поверхность одного из каналов (в данном случае нейтронного счетчика) или телесный угол одного из каналов регистрации с учетом кинематики реакций и ограничений, накладываемых при отборе событий, отображался в другой канал (пионный канал), вырезая в телесном угле этого канала искомый телесный угол двух регистрируемых каналов, как показано на рис. 3. В таком случае искомый телесный угол принимает вид

$$\Delta\Omega = \frac{\int_{E_{\gamma} - \Delta E_{\gamma}}^{E_{\gamma} + \Delta E_{\gamma}} dE_{\gamma} \int_{V_M} dV \int_S \frac{\cos\delta(\rho_M)}{r_{\pi}^2(\rho_M)} dS(\theta_{\pi}, \theta_n, \rho_M, E_{\gamma})}{\Delta E_{\gamma} \Delta V_M}, \quad (10)$$

где

V_M , ρ_M , r_{π} , $\delta(\rho_M)$, S , S_{π} , θ_{π} и θ_n показаны на рис. 3.

Расчет $\Delta\Omega$ в таком виде является типичной задачей для метода Монте-Карло. В частном случае, когда $\theta_{\pi} = 90^{\circ}$ в л. с. к., эта величина существенно упрощалась. Результаты непосредственной оценки и аналитического расчета дали хорошее совпадение в пределах 3% погрешности. В расчете эффективности использовалась величина телесного угла, которая была определена экспериментально. Результаты приведены на рис. 2 и в табл. 2 и 3.

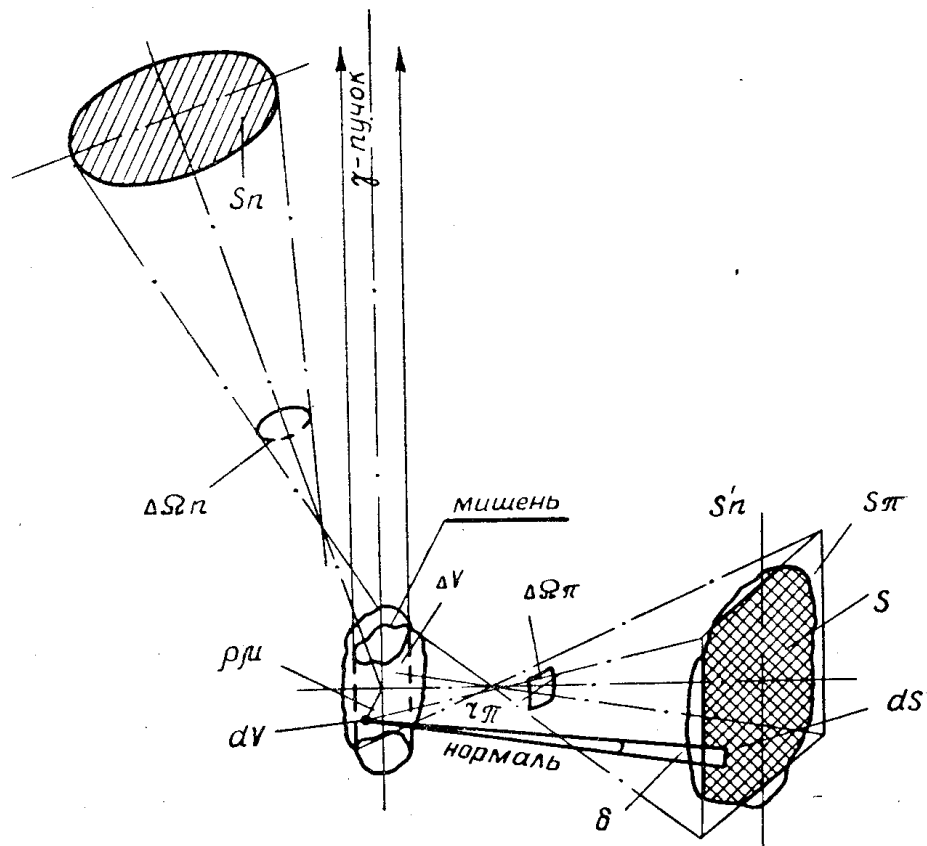


Рис. 3. Геометрия эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. L. Kurz. Technical Report UCRL — 11339 University of California Radiation Laboratory, Berkely, 1964.
2. T. I. Goading. Nuclear Instrument and Methods, 7, 189 (1960).
3. Р. Вильсон. Нуклон-нуклонные взаимодействия. М., «Мир», 1965.
4. G. I. Fyfe, Z. Rosen. Physical Review, 99, 1375, (1955).
5. В. М. Кузнецов, О. И. Стуков, Е. В. Репенко, В. Д. Епешников, В. Н. Забаев, А. П. Потылицын. «Ядерная физика». 13, 1049 (1971).
6. D. Freytag, W. I. Schwille, R. I. Wedemeyer. Zeitschrift fur Physik, 185, 1 (1965).