

няется равенство

$$a_D(E_0, \theta_0; \theta, \varphi) = a_D(E_0, \theta'_0, \theta', \varphi' = 0 \text{ или } 180^\circ). \quad (7)$$

Углы θ'_0 и θ' можно определить из выражений:

$$\cos \theta'_0 = \cos \theta_0 \sqrt{1 + \frac{(\operatorname{tg} \theta_0 \operatorname{tg} \theta \sin \varphi)^2}{\operatorname{tg}^2 \theta + 2 \operatorname{tg} \theta_0 \operatorname{tg} \theta \cos \varphi + \operatorname{tg}^2 \theta_0}}; \quad (8)$$

$$\cos \theta' = \cos \theta_0 \sqrt{1 + \frac{(\operatorname{tg} \theta_0 \operatorname{tg} \theta \sin \varphi)^2}{\operatorname{tg}^2 \theta + 2 \operatorname{tg} \theta_0 \operatorname{tg} \theta \cos \varphi + \operatorname{tg}^2 \theta_0}}. \quad (9)$$

В работе [4] экспериментально было показано, что метод экономии исследования может быть использован для всех дифференциальных характеристик альbedo, в том числе и для дифференциального спектрального альbedo $a(E_0, \theta_0; E, \theta, \varphi)$ в диапазоне энергий $E_0 = 0,28 \div 1,25$ Мэв для рассеивателей из бетона и железа. В настоящей работе изучена возможность применения этого метода для полубесконечных рассеивателей из воды, алюминия, железа и свинца во всем рассматриваемом диапазоне энергий.

Расхождение между дифференциальными спектральными альbedo для углов $\{\theta_0, \theta, \varphi\}$ и $\{\theta'_0, \theta', \varphi'\}$, полученными путем расчета методом Монте-Карло или найденными экспериментально, внутри отдельного энергетического интервала не превышает 30%. Исключение составляют большие углы θ_0 ($\theta_0 \approx 75 \div 85^\circ$), для которых расхождение в низкоэнергетической области спектра достигает 50%; в области пика, соответствующего однократному рассеянию, оно не более 12%.

Измерение нейтронных спектров реактора до энергий ~20 Мэв

В. И. КУХТЕВИЧ, Л. А. ТРЫКОВ, О. А. ТРЫКОВ

УДК 621.039.512.44

В настоящей работе при помощи однокристалльного скintилляционного нейтронного спектрометра с кристаллом стибьбена диаметром 30 мм, высотой 20 мм, с дискриминацией γ -фона по времени высвечивания [1] и применением методики поглощающих фильтров был измерен спектр нейтронов реактора до энергии $19,5 \pm 0,6$ Мэв. Измерения проводились в условиях «хорошей геометрии». Схема эксперимента показана на рис. 1. Фильтром служил цилиндрический блок из гидрида лития диаметром 50 мм и толщиной $21,4$ г/см². Для дополнительного подавления γ -излучения, выходящего с поверх-

Ошибка в определении $a_N(E_0, \theta_0; \theta, \varphi)$; $a_E(E_0, \theta_0; \theta, \varphi)$; $a_D(E_0, \theta_0; \theta, \varphi)$ при помощи метода экономии исследования во всех изученных случаях не превышала 15%.

Знание дифференциальных характеристик альbedo наиболее элементарного источника — тонкого луча — позволяет по принципу суперпозиции оценить поле обратно рассеянного излучения для источников с другим угловым распределением излучения.

В заключение авторы выражают благодарность Н. Ф. Хамьяновой за помощь в проведении расчетов.

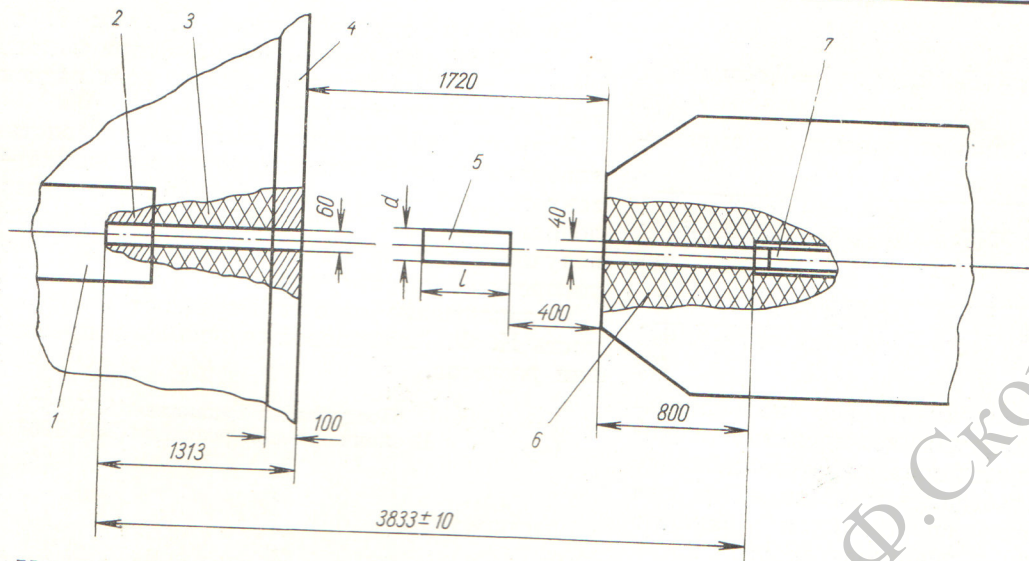
Поступила в Редакцию 18/X 1966 г.
В окончательной редакции 23/I 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. П. Булатов и др. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Под ред. Л. Р. Кимеля. Вып. 5. М., Атомиздат, 1966, стр. 5.
2. D. Raso. Nucl. Sci. and Engng, 17, 411 (1963).
3. А. А. В и к т о р о в и др. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Под ред. Л. Р. Кимеля. Вып. 6. М., Атомиздат, 1967.
4. Б. А. Е ф и м е н к о и др. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Под ред. Л. Р. Кимеля. Вып. 5. М., Атомиздат, 1966, стр. 36.
5. С. М. Ермаков и др. «Атомная энергия», 18, 415 (1965).
6. В. Г. Золотухин, С. М. Ермаков. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». М., Госатомиздат, 1963, стр. 171.
7. А. М. Панченко. «Атомная энергия», 14, 408 (1963).
8. В. П. Машкович, В. А. Климанов. «Атомная энергия», 20, 127 (1966).
9. N. Shoemaker, C. Huddleston. Nucl. Sci. and Engng, 18, 113 (1964).

ности реактора, использовался свинцовый экран толщиной и диаметром 50 мм.

Полученное амплитудное распределение импульсов преобразовывалось в энергетическое способом, изложенным в работе [2]. Зависимость световыхода кристалла стибьбена от энергии протонов отдачи при $E_n > 15$ Мэв была взята из работы [3]. В интервале энергий 0,4—15 Мэв эта зависимость определялась на основании данных работы [3] и результатов, полученных авторами настоящей работы на электростатическом генераторе нейтронов, а также методом, описанным ниже.

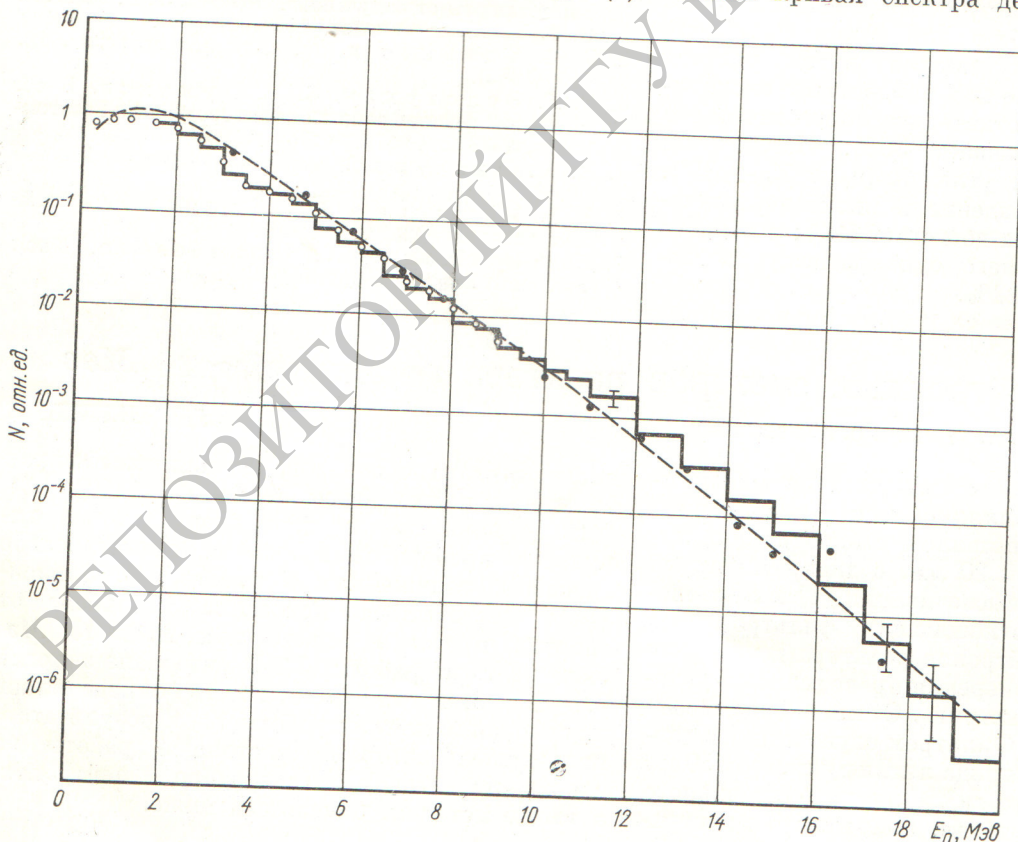


Р и с. 1. Геометрия эксперимента:
 1 — реактор с водяным замедлителем; 2 — отражатель реактора с отверстием для вывода пучка (на пути пучка остается 1 см нержавеющей стали); 3 — борированный парафин; 4 — свинец; 5 — поглощающий фильтр; 6 — парафин в смеси с карбидом бора и железными стружками; 7 — фотоумножитель с кристаллом стильбена.

Учитывая, что измерения в настоящей работе проведены в условиях хорошей геометрии, можно легко определить энергетическое распределение нейтронов, выходящих из реактора:

$$N(E_n) = N'(E_n) \exp(\Sigma_{\text{Лин}} l_{\text{Лин}} + \Sigma_{\text{Рб}} l_{\text{Рб}}), \quad (1)$$

где Σ — полное макроскопическое сечение; $N'(E_n)$ — спектр пропускания за фильтром; l — толщина фильтра. На рис. 2 показаны полученные результаты, а также экспериментальные данные других авторов [4] и теоретическая кривая спектра деления. Кроме того,



Р и с. 2. Энергетическое распределение нейтронов, выходящих из реактора.

Гистограмма — экспериментальные данные настоящей работы, полученные с помощью поглощающих фильтров; ○ — то же, но получено без фильтров; ● — экспериментальные данные работы [4]; пунктир — расчетный спектр деления [4]. Спектры, измеренные с фильтром и без него, сопоставляются в абсолютных значениях. Данные работы [4] и расчетный спектр нормированы к гистограмме при $E_n = 9$ Мэв.

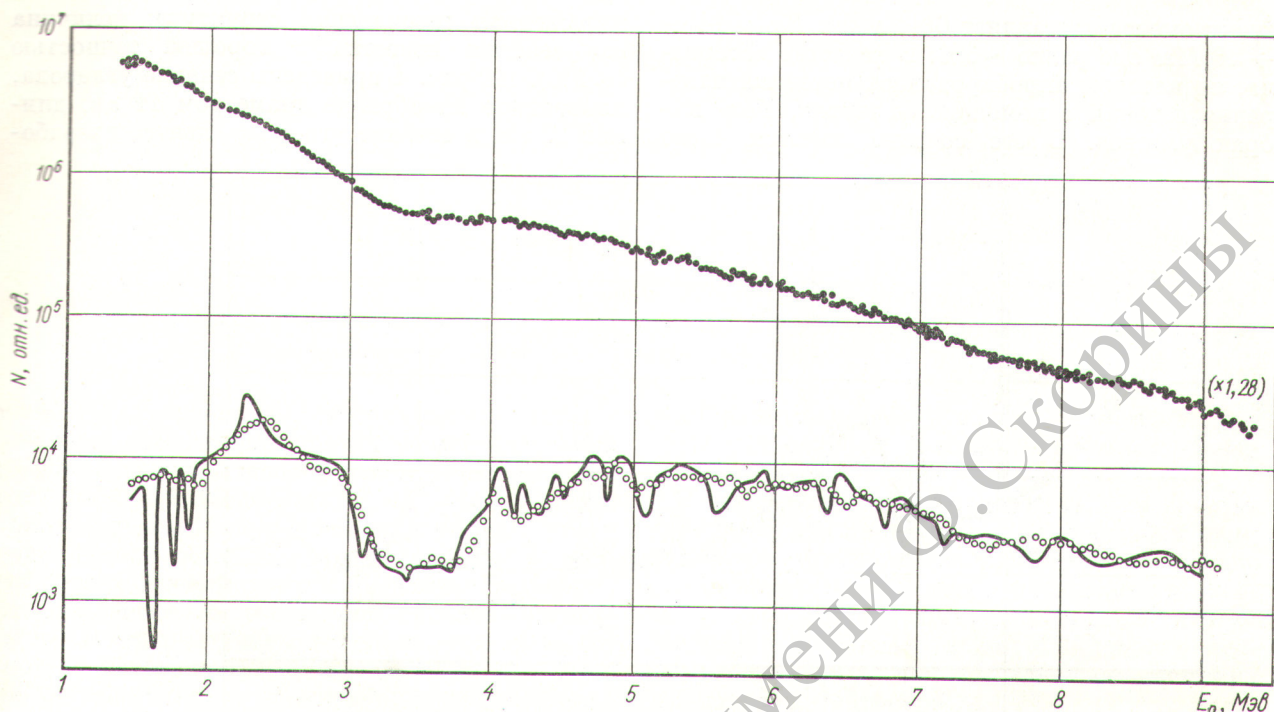


Рис. 3. Спектр пропускания за фильтром из воды толщиной 23 см:
 ○ — экспериментальные данные; — — расчетные данные; ● — спектр нейтронов, падающих на фильтр.

приведены полученные без фильтров экспериментальные данные для спектра нейтронов, выходящих из реактора. Отклонение измеренного спектра деления от расчетного обусловлено взаимодействием нейтронов деления с веществом активной зоны реактора.

Для методики измерения спектров нейтронов, быстро спадающих с увеличением энергии, при использовании поглощающих фильтров особое значение приобретает выполнение с высокой точностью условия хорошей геометрии при малых величинах пропускания. Расчет многократных взаимодействий в образцах значительно затруднен. В настоящей работе условия хорошей геометрии определяли экспериментальным путем. В частности, для проверки соблюдения условий хорошей геометрии в указанных выше измерениях находили энергетическое распределение нейтронов за слоями воды, обеспечивающими ослабление потока нейтронов большее, чем с помощью фильтра из LiH (при одинаковых поперечных размерах образцов из LiH и H₂O). На рис. 3 приведен спектр пропускания $N'(E_n)$ для нейтронов, прошедших фильтр из воды толщиной 23 см. На этом же рисунке показан спектр нейтронов $N(E_n)$, падающих на образец, и спектр пропускания,

рассчитанный для условий хорошей геометрии по данным работы [5] согласно соотношению

$$N'(E_n) = N(E_n) \exp[-\Sigma(E_n)_{\text{H}_2\text{O}} l_{\text{H}_2\text{O}}]. \quad (2)$$

Из рисунка видно, что расчетные и экспериментальные распределения $N'(E_n)$ при $E_n > 2$ Мэв хорошо согласуются. Расхождения, составляющие ~10%, можно объяснить экспериментальными погрешностями и неопределенностью в величинах сечений. Полученные результаты позволяют утверждать, что методом фильтрации при помощи сцинтилляционного спектрометра, обладающего удовлетворительной разрешающей способностью, можно с хорошей точностью измерять полное сечение нейтронов* в энергетическом диапазоне $1 < E_n < 15$ Мэв.

Энергетическое разрешение η спектрометра, который применялся в настоящей работе, выражается соотношением

$$\eta = \frac{12}{\sqrt{E_n}} \%, \quad (3)$$

где E_n — энергия, Мэв. Из соотношения (3) следует, что уже для $E_n = 4$ Мэв разрешение

* Первые измерения полных сечений с использованием непрерывного спектра нейтронов относятся к 1953 г. [6].

спектрометра составляет 6%, а для $E_n = 14 \div 16$ Мэв оно равно ~3%. В качестве материала, на котором апробировалась методика измерения сечений с помощью фильтров, был выбран углерод. В его сечении имеется четко

выраженная резонансная структура; величина его сечения известна с хорошей точностью (~1%). На рис. 4 приведены сечение углерода, измеренное на образце диаметром 11 см, длиной 20 см, и сечение углерода, взятое из рабо-

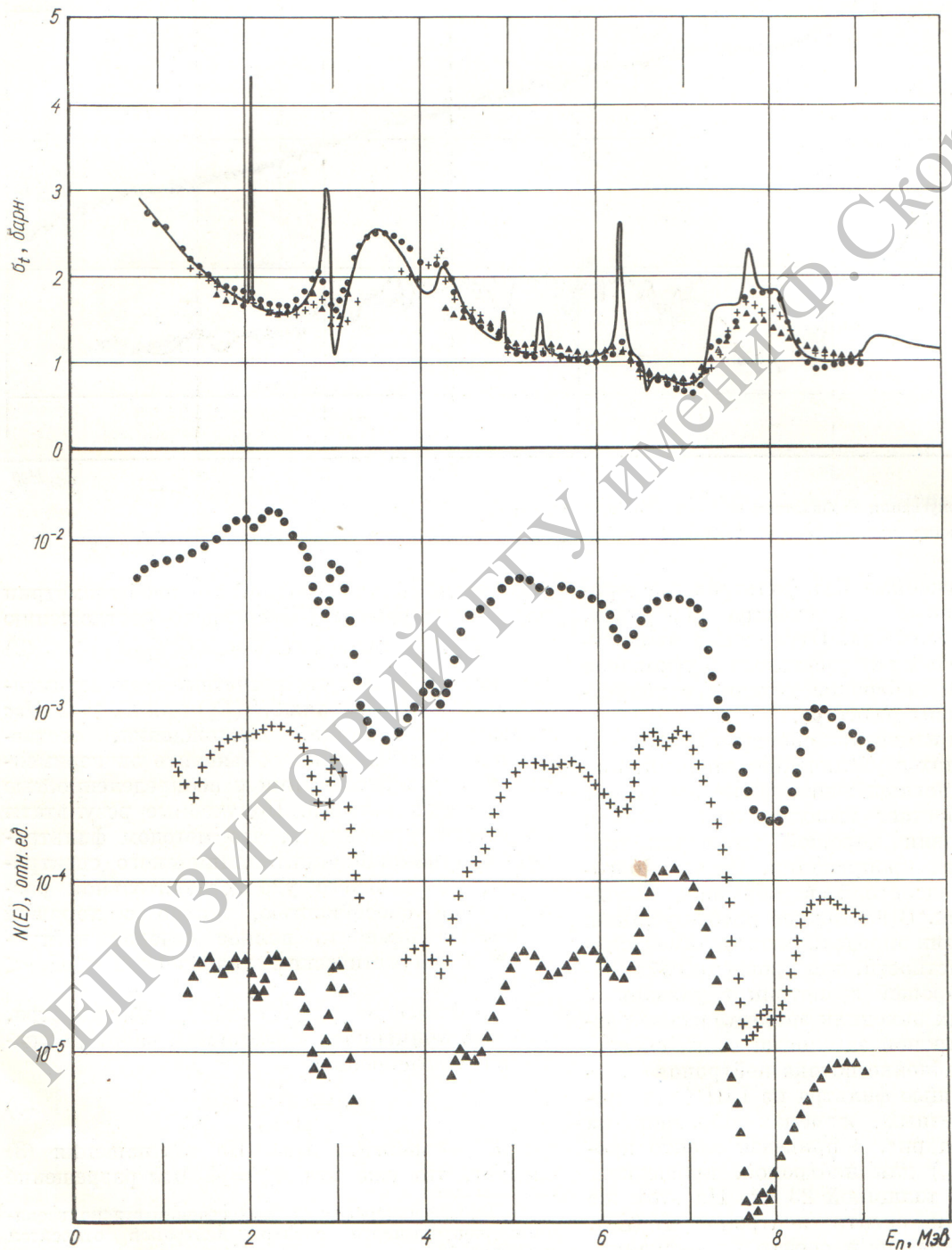


Рис. 4. Полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами углерода и спектры пропускания нейтронов для образцов углерода различной толщины, см:
 ● — 20; + — 40;
 ▲ — 63; — $\sigma(E_n)$,
 по данным работы [5].

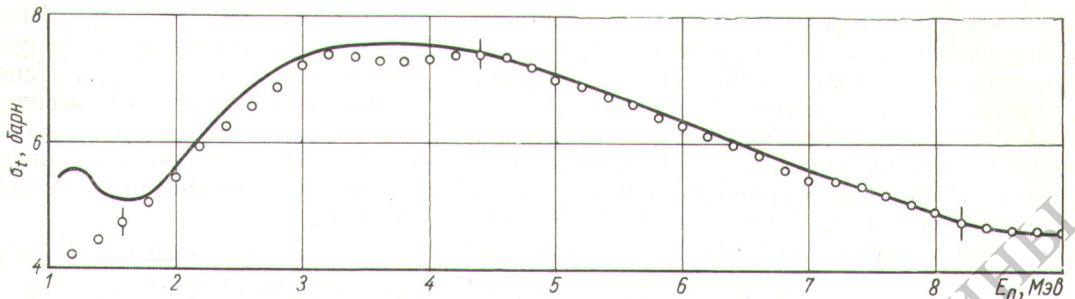


Рис. 5. Полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами свинца для толщины образца 26,2 см: ○ — экспериментальные данные; — — данные работы [7].

ты [5]. Различие в среднем находится в пределах 6%. Эти данные наряду с приведенными на рис. 3 для воды подтверждают эффективность рассматриваемой методики. На рис. 4 даны также сечения, полученные на образцах углерода длиной 40 и 63 см и диаметром 11 см. Величины сечений хорошо согласуются с соответствующими данными для образца длиной 20 см. Последнее указывает на то, что, по-видимому, в углероде при пропускании до $T \approx 10^{-3}$ вклад рассеянного компонента несуществен. Следует отметить, что спектры пропускания, полученные при больших толщинах образцов, позволяют надежнее подтвердить существование нерегулярностей, слабо проявляющихся в сечении из-за недостаточной разрешающей способности спектрометра. Точность, полученная при оценке сечений, равная 2,5% для $1,5 \leq E_n \leq 6$ Мэв и 5% для $6 \leq E_n \leq 9$, определялась в основном нестабильностью прибора, контролирующего мощность реактора (15%), и ошибками, связанными с переводом амплитудных распределений в энергетические (10%).

Аналогично (методом пропускания при $T \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$) было измерено полное сечение для свинца в интервале энергий $1 \leq E_n \leq 9$ Мэв (рис. 5). Расхождения с данными работы [7] в области энергий ниже 2 Мэв, так же как и для воды, обусловлены инфильтрацией нейтронов по минимальным значениям сечения. Наблюдаемую тенденцию в некоторых нере-

гулярностях сечения выше энергии 3 Мэв трудно объяснить одними экспериментальными ошибками.

В заключение следует отметить, что аппаратный спектр пропускания за углеродом можно с успехом использовать (это и было сделано в настоящей работе) для определения зависимости световых выходов сцинтиллятора от энергии нейтронов в области $2 \leq E_n \leq 14$ Мэв с точностью не хуже, чем на электростатических генераторах нейтронов (1–2%).

Авторы выражают глубокую благодарность Ю. И. Колеватову за помощь в проведении экспериментов, а также Ю. В. Фадееву и Н. Н. Соколовой, принимавшим участие в обработке результатов.

Поступила в Редакцию 15/XII 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Горячев и др. Neutron Monitoring. Vienna, IAEA, 1967, p. 187.
2. Ю. А. Казанский и др. «Атомная энергия», 20, 143 (1966).
3. R. Benjamin. Neutron Dosimetry. Vol. 1. Vienna, IAEA, 1963, p. 307.
4. Физика быстрых нейтронов. Под ред. Н. А. Власова. М., Атомиздат, 1966, стр. 642.
5. J. Stern et al. BNL-325, Second Edition, Suppl. No. 2, 1964.
6. N. Nereson. Phys. Rev., 89, 775 (1953).
7. D. Hughes, J. Harvey. BNL-325, N.Y., 1955.

Оптимальный вариант фокусировки ускоряющим полем

А. П. МАЛЬЦЕВ, С. М. ЕРМАКОВ, В. А. ТЕПЛЯКОВ

УДК 621.384.62

В работе [1] предложен усовершенствованный вариант фокусировки ускоряющим полем (ФУП). В этом варианте на каждый период ускорения приходится не один, как обычно, а два ускоряющих зазора, действие которых

соответствует действию одного эквивалентного (двойного) зазора, имеющего аксиально симметричную и квадрупольную компоненты поля. Электрические центры ускоряющей аксиально симметричной и фокусирующей квадрупольной