

согласуются с данными настоящей работы. Полученная кривая возбуждения имеет немонотонный характер. Это указывает на то, что реакция протекает в основном с образованием составного ядра. Максимумы в кривой возбуждения могут быть обусловлены проявлением отдельных уровней или нескольких близлежащих уровней составного ядра O^{16} . На рис. 2 представлена схема уровней ядра O^{16} в области энергии возбуждения 17—27 Мэв, составленная на основании кривой возбуждения для реакции $C^{12}(\alpha, n)O^{15}$ и данных о полных сечениях реакции $C^{12}(\alpha, p)N^{15}$ из работы [3]. Хорошее согласие в положении максимумов

свидетельствует о том, что в обеих реакциях существенный вклад вносит механизм образования составного ядра.

Поступило в Редакцию 27/V 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Sternheimer. Phys. Rev., **115**, 137 (1959).
2. R. Carpenter et al. Phys. Rev., **125**, 282 (1962).
3. И. Б. Теплов, Л. Н. Фатеева. ЖЭТФ, **48**, 385 (1965).

Эталон единицы плотности потока тепловых нейтронов

О. Л. АНДРЕЕВ, И. А. ЯРИЦЫНА

УДК 539.125.5:539.125.523.5

Развитие ядерной энергетики в последнее время и внедрение ее почти во все области народного хозяйства страны с особой остротой поставило задачу точных измерений потоков тепловых нейтронов.

Для измерения потоков тепловых нейтронов в тепловых колоннах или каналах реактора, для градуировки нейтронных дозиметров или радиометров по тепловым нейтронам необходим источник тепловых нейтронов, достаточно хорошо исследованный. Определенные эффективности детекторов тепловых нейтронов возможно только в известном потоке тепловых нейтронов.

Для установления и поддержания единства измерений плотности потока тепловых нейтронов во Всесоюзном научно-исследовательском институте метрологии им. Д. И. Менделеева создана и исследована установка, с помощью которой воспроизводится единица плотности потока тепловых нейтронов.

В последние годы в большинстве развитых стран мира созданы или создаются подобные установки [1—5]. Они представляют собой несколько ней-

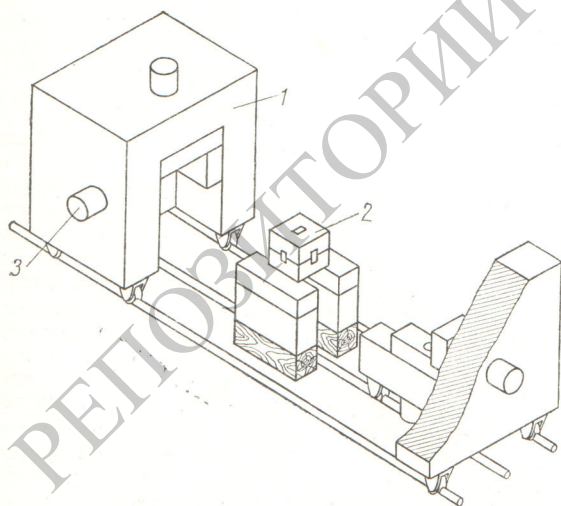
тронных источников, помещенных в замедлитель той или иной конфигурации. В качестве замедлителя, как правило, используется комбинация графита и водородсодержащего материала (парафин, полиэтилен, оргстекло).

Создавая эталонную установку, мы стремились получить максимальную плотность потока тепловых нейтронов при хорошем кадмиевом отношении. Это весьма существенно, так как мы имели в своем распоряжении нейтронные источники со сравнительно небольшим выходом. Конструкция нашей установки позволяла провести исследование в различных геометрических условиях, т. е. с различными замедлителями и с разными по величине и конфигурации рабочими полостями.

Созданная нами установка представляет собой куб (с ребром 690 мм) из оргстекла, внутри которого расположен графитовый замедлитель, имеющий также форму куба. В центре графитового куба находится сферическая рабочая полость. Шесть $Pu - Be(\alpha, n)$ -нейтронных источников с общим выходом около $5 \cdot 10^6$ нейтр/сек расположены симметрично по граням куба. Имеется возможность, используя систему вкладывшей, перемещать источники и менять таким образом толщину замедлителя из оргстекла и графита. Две половины установки можно быстро раздвинуть и вывести источники из непосредственной близости с рабочей полостью, что обеспечивает точную фиксацию момента начала и конца облучения. Общий вид эталонной установки для воспроизведения единицы плотности потока тепловых нейтронов показан на рисунке.

Проведенные нами подробные исследования для определения оптимальной геометрии установки описаны в работе [6]. На основании анализа данных, приведенных в этой работе, была выбрана геометрия установки (полость диаметром 80 мм, источники в оргстекле на глубине 33 мм от границы раздела двух сред), обеспечивающая высокую плотность потока при хорошем его качестве.

Следует подчеркнуть, что выбранная нами геометрия весьма существенно отличается от геометрии установок подобного типа, созданных в других странах, где нейтронные источники, как правило, располагаются в графите, а не в парафине или полиэтилене и водородсодержащий материал играет роль отражателя. Выбранная нами геометрия установки позволила при использовании источников со сравнительно малым выходом обеспечить высокую плотность потока тепловых нейтронов. Правильность нашего выбора подтверждается тем, что на нашей установке получена наивысшая плотность потока тепловых нейтронов на



Общий вид эталона плотности потока тепловых нейтронов:

1 — замедлитель и отражатель из оргстекла; 2 — графитовый куб, внутри которого расположена сферическая рабочая полость; 3 — каналы, в которых расположены нейтронные источники.

один быстрый нейтрон по сравнению со всеми описанными в настоящее время установками подобного типа.

Весьма существенной для эталона помимо величины и качества потока является также равномерность полученного в рабочей полости потока тепловых нейтронов. Для выяснения этого фактора исследовалась топография потока в рабочей полости с помощью индиевых фольг диаметром 14 мм и толщиной 60 мг/см². При этом сравнивалась активность фольг, различным образом ориентированных в пространстве в центре полости и на расстоянии 20 мм от него. Затем сравнивалась активность тех же фольг, помещенных в центре полости и на расстояниях 5, 10, 15 и 30 мм от центра. В пределах статистической погрешности 0,5% не было обнаружено различия в потоке при различных ориентациях фольги. Таким образом, не было замечено ни угловой анизотропии потока, ни его вариаций вдоль радиуса рабочей полости. Преимущества сферической формы полости перед прямоугольной и цилиндрической были показаны нами ранее [7]. Как и предполагалось при создании установки, сферическая полость обеспечивает равномерность потока при используемом нами симметричном расположении источников приблизительно одинакового выхода.

Абсолютное измерение плотности потока тепловых нейтронов проводилось с помощью золотых фольг диаметром 20 мм и толщиной 10 мк. Согласно работе [5], плотность потока тепловых нейтронов Φ_T ниже кадмевой границы связана с разностью активностей открытой фольги A и фольги, покрытой кадмием A_{Cd} , следующим образом:

$$\Phi_T = n_T v_0 = \frac{A - F_{Cd} A_{Cd}}{G(t) N g \sigma_0},$$

где A и A_{Cd} — насыщенные удельные активности золотых фольг, *расп/мг·сек*; F_{Cd} — поправка, учитывающая поглощение надкадмиевых нейтронов в кадмиевом экране толщиной 1 мм ($F_{Cd} = 1,01 \pm 0,01$ [5]); $G(t)$ — поправка, учитывающая возмущение потока, вызванное золотой фольгой; g — поправка, учитывающая отклонение поперечного сечения захвата золота от закона $1/v$ в области тепловых нейтронов; t — толщина фольги, *мг/см²*; N — число атомов золота в 1 мг; $\sigma_0 = 98,8 \pm 0,3$ *барн*. Значения $G(t)$ и g зависят от качества нейтронного потока, а следовательно, от температуры нейтронов. Обычно принимают, что температура нейтронов равна 20° С, тогда $g = 1,0053$. Так как фольги облучались в воздушной полости, поправка $G(t)$ должна учитывать только самоэкранирование потока нейтронов в материале детектора. Она вычисляется в соответствии с рекомендациями Боте [8].

Активность фольг измерялась методом $\beta - \gamma$ и $4\pi\beta - \gamma$ совпадений. Вклад в величину активности, обусловленный эффектом внутренней конверсии золота и чувствительности β -счетчика к γ -излучению, определялся сравнением величины активности, измеренной методом $\beta - \gamma$ совпадений с эффективностью в β -канале $l_\beta = 0,33$, и методом $4\pi\beta - \gamma$ совпадений при $l_\beta = 0,75$. Результаты измерений представлены в таблице. Точность измерений определяется как случайными, так и систематическими погрешностями. Слу-

Результаты измерений

Толщина фольги t , мг/см ²	Активность, <i>расп/мг·сек</i>		Поправка на самоэкранирование $1/G(t)$	Плотность потока тепловых нейтронов Φ_T , <i>нейтр/см²·сек</i>
	A	A_{Cd}		
Метод $\beta - \gamma$ совпадений				
16,88	2,508	0,460	1,0168	6843
16,72	2,546	0,467	1,0165	6958
19,29	2,498	0,444	1,0196	6880
Метод $4\pi\beta - \gamma$ совпадений				
16,72	2,528			
16,72	2,507			

чайные — включают в себя погрешность измерения активности золотой фольги в кадмии (0,3%) и без кадмия (0,2%), а также погрешность определения массы фольги (0,06%). Средняя квадратичная величина случайных погрешностей составляет 0,4%.

Систематическую погрешность измерений активности из-за чувствительности β -счетчика к γ -излучению и из-за эффекта внутренней конверсии мы оцениваем в 0,5%. Погрешность σ_0 составляет 0,3%, $F_{Cd} - 0,2\%$ и $G(t) - 0,2\%$. Следовательно, систематическая погрешность равна 1,2%.

Таким образом, плотность потока тепловых нейтронов созданного эталона составляет 6890 *нейтр/см²·сек*.

Поступило в Редакцию 16/V 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. De Juren, H. Rosenwasser. J. Res. Nat. Bur. Standards, **52**, 93 (1954).
2. N. Mateescu, V. Nahorniak. Studii si cercetari fis. Acad. RPR, **13**, 375 (1962).
3. T. Michikawa et al. Bull. Electrotechn. Lab. (Tokyo), **25**, 843 (1961).
4. E. Axt on et al. Symposium on Neutron Monitoring for Radiological Protection, SM-76/1, Vienna, 1966.
5. C. Hargrov, K. Geiger. Canad. J. Phys., **42**, 1593 (1964).
6. О. Л. Андреев, И. А. Ярицына. «Атомная энергия», **23**, 348 (1967).
7. О. Л. Андреев, И. А. Ярицына. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии». Измерения ионизирующих излучений. М., Изд-во стандартов, 1964, стр. 63.
8. W. Bothe. Z. Phys., **120**, 437 (1943).