

Абсолютное определение числа нейтронов испускаемых источником, методом сопутствующих частиц

А. С. Карамян, Б. И. Кузеев, Р. П. Кресс, Ю. С. Силин,
Г. М. Стуков, В. Т. Щеголев, И. А. Ярицина

Метод сопутствующих частиц основан на сравнении потока нейтронов от исследуемого источника с потоком нейтронов из реакции $T(d, n)He^4$. Так как в этой реакции каждому вылетающему нейтрону сопутствует одна α -частица, то по абсолютному счету α -частиц можно определить число испускаемых нейтронов. В среде, для которой длина замедления меньше длины диффузии, можно найти такое расстояние от источника до детектора тепловых нейтронов, на котором плотность тепловых нейтронов практически не зависит от энергии испускаемых источником нейтронов, а определяется только его интенсивностью. В нашей работе в качестве такой среды использовался графит в виде шара диаметром 4 м.

Идея постановки данной работы во ВНИИМ принадлежит А. С. Карамяну. Им же на основании работы [1] были проведены предварительные расчеты замедлителя. Н. Н. Флеров и В. М. Талызин [2] использовали в принципе такой же метод и получили погрешность абсолютных измерений $\pm 4\%$. Мы предприняли попытку более детального исследования метода и экспериментально определили необходимые поправки с целью существенно повысить точность измерений.

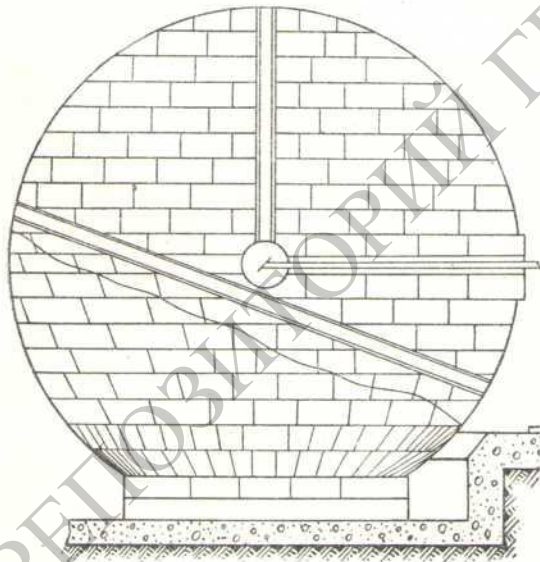


Рис. 1. Схема конструкции графитового шара.

Установка состоит из графитового шара, в центре которого имеется сферическая полость диаметром 40 см. Внутри полости находится тритиевая мишень ускорительной трубки. Схема конструкции графитового

шара представлена на рис. 1. Мишень с ионпроводом вводится в шар по горизонтальному каналу диаметром 175 мм. Два наклонных взаимно-перпендикулярных канала пересекают шар по хорде, близкой к диаметру, около центральной полости. По этим каналам размещается детектор тепловых нейтронов, который измеряет распределение нейтронов в шаре. Расположенный по радиусу вертикальный канал соединяется с центральной сферической полостью. Как вертикальный, так и оба наклонных канала имеют диаметр 90 мм. Все каналы графитового шара заполняются графитовыми вкладышами. В качестве детекторов тепловых нейтронов используются борные счетчики, наполненные трехфтористым бором до давления ~ 110 мм рт. ст. (обогащение B^{10} 83%).

Нейтроны с энергией ~ 14 Мэв получают при бомбардировке твердой тритиево-циркониевой мишени пучком дейтронов, ускоренных на высоковольтном (100 кВ) генераторе.

При выходе пучка ионов из ускорительной части установлен анализирующий электромагнит с напряженностью магнитного поля в зазоре ~ 500 э, отклоняющий пучок дейтронов на $\sim 6^\circ$. Счетчик α -частиц жестко устанавливается под определенным углом к направлению дейтронного пучка. Для разделения полости счетчика и камеры мишени служит слюда толщиной 3–5 мк. Счетчик наполняется при давлении 300–400 мм рт. ст. (95,5% Ag и 4,5% CO_2). Входное окно в счетчике (диаметром 2 мм) закрыто слюдой и расположено в торце счетчика. Для того чтобы мишень облучалась равномерно, была использована система «размазывания» пучка дейтронов. Это достигалось воздействием на пучок заряженных частиц двумя взаимно-перпендикулярными магнитными полями с различными частотами.

Измерения проводились следующим образом. Графитовый шар градуировался по быстрым монохроматическим нейтронам с энергией ~ 14 Мэв из реакции $T(d, n)He^4$. Число нейтронов из реакции определялось по абсолютному измерению числа α -частиц. При этом в одном из наклонных каналов помещался борный счетчик, с помощью которого измерялось распределение нейтронов в графитовом шаре. Во втором наклонном канале находится счетчик, выполняющий функции монитора.

Число нейтронов, вылетающих из источника и создающих распределение $q(r)$ тепловых нейтронов в замедлителе, согласно работе [3], равно

$$Q = \frac{4\pi}{\tau} \int_0^{\infty} q(r) r^2 dr,$$

где τ — время жизни теплового нейтрона; r — расстояние от источника до детектора. В процессе измерения

найлены кривые распределения плотности тепловых нейтронов $N(r) = f(r)$, построены кривые распределения $N(r)r^2 = \varphi(r)$ и, наконец, определены нормированные по Ферми кривые $q(r)r^2 = \frac{N(r)r^2}{\int_0^{\infty} N(r)r^2 dr}$.

На рис. 2 приведены эти кривые для трех различных источников. Точка пересечения кривых определяет радиус постоянной эффективности для данной установки. Из рисунка видно, что это расстояние в нашем

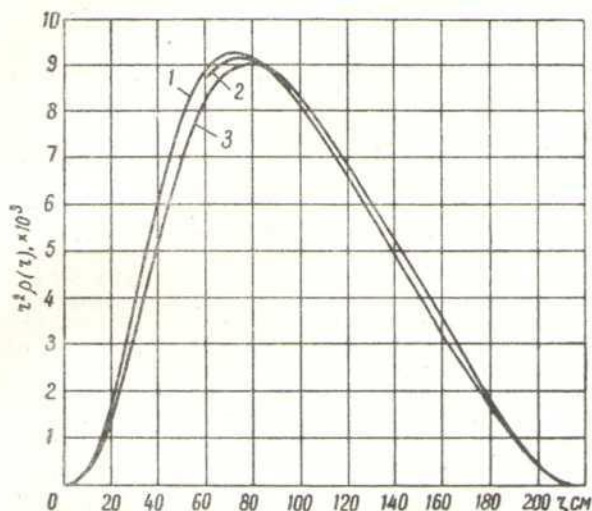


Рис. 2. Кривые пространственного распределения тепловых нейтронов в графитовом шаре:

1 — для нейтронов Ra—Be-источника; 2 — для нейтронов Po—Be-источника; 3 — для нейтронов, полученных из реакции $T(d, n) He^4$.

случае составляет 82 см. Таким образом, для нахождения числа нейтронов, испускаемых различными источниками, нет необходимости измерять полные кривые распределения тепловых нейтронов в графитовом шаре, а достаточно определить число отсчетов детектора на расстоянии постоянной эффективности. При этом измеряемый источник помещается на место тритиевой

мишени в центре сферической полости. Тогда выход измеряемого источника Q_x находится из соотношения

$$Q_x = Q_T \frac{N_x}{N_T},$$

где Q_T — выход нейтронов из реакции $T(d, n) He^4$; N_T и N_x — скорости счета борного счетчика соответственно при измерении нейтронов из реакции $T(d, n) He^4$ и исследуемого источника на расстоянии постоянной чувствительности.

При определении этим методом абсолютного числа нейтронов, испускаемых Ra—α—Be-источником, вносились следующие поправки, значения которых были определены экспериментально:

- 1) на поглощение нейтронов в измеряемом источнике $(0,2 \pm 0,1)\%$;
- 2) на фон α-счетчика $(0,40 \pm 0,02)\%$;
- 3) на размножение нейтронов в материале узла мишени $(0,5 \pm 0,2)\%$;
- 4) на добавку за счет (d, d) -реакции $(0,20 \pm 0,05)\%$;
- 5) на различие чувствительности системы к нейтронам из реакции $T(d, n) He^4$ и нейтронам источника $(9,7 \pm 1,3)\%$.

Кроме того, при вычислении погрешности результата в нашем случае следует учитывать:

- 1) погрешность определения телесного угла $\pm 0,3\%$;
- 2) погрешность коэффициента перехода $\pm 0,4\%$;
- 3) погрешность, обусловленную статистикой при измерении α-частиц, $\pm 0,1\%$;
- 4) погрешность на неточность установки источника и детектора $\pm 0,05\%$.

С учетом этих поправок мы определили выход Ra—α—Be-источников типа 2ЭН-100 и 2ЭН-500:

$$Q_{2ЭН-100} = 1,03 \cdot 10^6 \text{ нейтр/сек};$$

$$Q_{2ЭН-500} = 6,28 \cdot 10^6 \text{ нейтр/сек}.$$

Среднеквадратичная погрешность метода составляет около $\pm 1,4\%$.

Поступило в Редакцию 18/IV 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Wallace. Nucleonics, 4, No. 2 (1949).
2. Н. Н. Флеров, В. М. Талызин. «Атомная энергия», 3, 291 (1957).
3. K. Larsson. Arkiv fys., 7, 25 (1953).

УДК 539.125.5.083

Абсолютное измерение выхода нейтронных источников методом активации марганца

А. А. Константинов, В. И. Фоминых, И. А. Ярицына

Из всех применяемых в метрологии методов абсолютных нейтронных измерений [1—5] наиболее широкое распространение в метрологических национальных учреждениях получил метод активации марганца. Этот метод основан на абсолютном измерении активности Mn^{56} , полученной под действием нейтронов источника, помещенного в центре большого бака, наполненного раствором сернистого марганца.

Так как тепловые нейтроны поглощаются ядрами марганца, водорода и серы, то число испускаемых

источником нейтронов можно определить из выражения

$$Q = \frac{Q_{Mn}\sigma_{Mn} + Q_S\sigma_S + Q_H\sigma_H}{Q_{Mn}\sigma_{Mn}} Q_{Mn}, \quad (1)$$

где Q_{Mn} , Q_S , Q_H — число ядер марганца, серы и водорода в 1 см³ раствора; σ_{Mn} , σ_S , σ_H — соответствующие сечения захвата тепловых нейтронов; Q_{Mn} — полная активность марганца.