

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

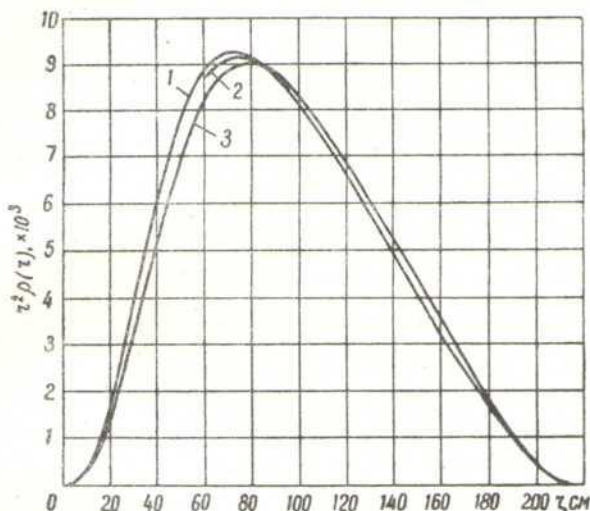


Рис. 2. Кривые пространственного распределения тепловых нейтронов в графитовом шаре:

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 $(0,2 \pm 0,4)\%$;
- 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.

Однако сечения захвата у элементов, входящих в состав замедлителя, в надтепловой области не следуют закону $1/v$. Для серы и водорода отклонение от этого закона незначительное и не может существенно сказаться на окончательном результате. Для марганца поправка на резонансный захват существенна и ее можно рассчитать путем оценки вероятности избежать резонансного захвата [6]. С учетом этого эффекта формула (1) примет вид

$$Q = \left[1 + \frac{1}{1+\alpha} \cdot \frac{\sigma_s}{\sigma_{Mn}} + \frac{Q_H \sigma_H}{(1+\alpha) Q_{Mn} \sigma_{Mn}} \right] Q_{Mn}, \quad (2)$$

где α — поправка на резонансный захват в марганце (для используемой концентрации $\alpha = 0,009$).

Данным методом нами было измерено абсолютное число нейтронов, испускаемых двумя Ra — Be-источниками ВНИИМ: 2ЭН-100 и 2ЭН-500. Краткие характеристики этих источников даны в работе [7].

В измерениях использовался бак из нержавеющей стали диаметром 85 и высотой 95 см. Внутренняя поверхность бака покрывалась слоем полиэтилена. Бак наполнялся раствором $MnSO_4$ в дистиллированной воде до уровня 85 см. Концентрация раствора определялась с высокой точностью по плотности раствора.

Измеряемый источник подвешивался в центре бака. После окончания облучения, продолжавшегося обычно 17—18 ч, раствор тщательно перемешивался. Усредненная активность раствора измерялась погружаемым в раствор сцинтилляционным счетчиком. Фотоумножитель ФЭУ-13 с кристаллом NaI (40×40 мм) помещался внутри герметического алюминиевого кожуха, диаметр которого 90 и высота 520 мм. Активность Mn^{56} определялась по счету γ -квантов с энергией 845 кэв. По сравнению с часто применяемыми счетчиками Гейгера использование сцинтилляционного счетчика позволило увеличить чувствительность метода в целом. В процессе измерений сцинтилляционный детектор периодически контролировался с помощью препарата Cs^{137} . Активность раствора измерялась в течение 10—15 мин, после чего проводился контроль по препарату Cs^{137} . Для получения надежных результатов каждый цикл измерений повторялся от шести до десяти раз. Фон погружаемого счетчика определялся в неактивном растворе. Измерение активности раствора в течение нескольких периодов полураспада показало, что в растворе отсутствуют посторонние радиоактивные примеси, так как активность изменяется в точном соответствии с известной величиной периода полураспада Mn^{56} (2,576 ч). Для градуировки погружаемого детектора в бак к неактивному раствору $MnSO_4$ добавлялось известное количество раствора сернистого марганца, облученного в реакторе. Удельная активность вылитого в бак раствора $MnSO_4$ определялась абсолютно 4л — β -счетчиком, описанным в работе [8].

В результате градуировки погружаемого счетчика установлено, что одному отсчету погружаемого счетчика в минуту соответствует 128 *расп/сек*. Неопределенность в значении данной величины обусловлена погрешностью абсолютного β -счета и составляет $\pm 1\%$. Выход нейтронов рассчитывался по формуле (2). При измерениях с погружаемым счетчиком в полученное число отсчетов вводились поправки на фон, распад за время измерения и конечное время облучения раствора. При расчете использовались следующие значения сечений:

$$\sigma_H = 0,332 \pm 0,002 \text{ барн [9]; } \sigma_S = 0,49 \pm 0,02 \text{ барн [9];}$$

$$\sigma_{Mn} = 13,16 \pm 0,11 \text{ барн [10].}$$

При определении выхода Ra — Be (α, n)-источника данным методом необходимо учитывать следующие факторы:

1. Захват быстрых нейтронов. Потеря быстрых нейтронов Ra — Be-источника в растворе $MnSO_4$ обусловлена пороговыми реакциями (n, α) на кислороде для нейтронов с энергией более 4 Мэв, реакциями (n, p) и (n, α) на сере при энергиях более 2 Мэв. Экспериментальное значение поправки на поглощение быстрых нейтронов Ra — Be-источника в воде ($2,2 \pm 0,3\%$) получено в работе [11] путем сравнения плотности замедления нейтронов в воде и парафиновом масле. Теоретическая оценка этой поправки с учетом более поздних измерений сечения реакции $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$, выполненная в работе [12], дает значение ($1,8 \pm 0,4\%$). В указанной работе проведено экспериментальное определение этой поправки и сравнение с полученными ранее результатами. Установлено, что ($2,0 \pm 0,2\%$) быстрых нейтронов Ra — Be-источника поглощается кислородом воды.

Как показано в работе [13], в случае раствора $MnSO_4$ добавочное поглощение нейтронов серой можно оценить сравнением среднего сечения реакции $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$ с сечениями реакций $S^{32}(n, p)$ и $S^{32}(n, \alpha)$ при энергиях нейтронов 2—13 Мэв. В указанном диапазоне энергий среднее сечение поглощения серой вдвое больше сечения поглощения кислородом. Для используемой нами концентрации это приводит к общей поправке на поглощение быстрых нейтронов ($2,2 \pm 0,3\%$).

2. Самопоглощение тепловых нейтронов. Гейгер и Уайт [13] оценили самопоглощение Ra — Be-источника № 200-1, основываясь на результатах работы [11], где самопоглощение источника с общим сечением $1,0 \text{ см}^2$ в баке с чистой водой составляло ($0,75 \pm 0,3\%$). В отличие от воды в растворе $MnSO_4$ плотность тепловых нейтронов в любой точке уменьшается в соответствии с отношением макроскопических сечений поглощения воды и раствора $MnSO_4$. Подобная оценка самопоглощения для источника 2ЭН-100, имеющего общее сечение поглощения $1,14 \text{ см}^2$, при используемых концентрациях приводит к поправке ($0,7 \pm 0,2\%$).

3. Утечка нейтронов. Размеры используемого нами бака недостаточны для полного поглощения нейтронов, испускаемых Ra — Be-источником. Поэтому необходимо вводить поправку, учитывающую утечку нейтронов. На основании работ [13, 14] для нашего случая утечка составляет ($1,4 \pm 0,4\%$).

4. Статистическая ошибка, которая различна для разных источников и составляет $\pm 0,7\%$ для 2ЭН-100 и $\pm 0,2\%$ для 2ЭН-500.

5. Погрешность абсолютных измерений β -активности с помощью 4л-счетчика, равная $\pm 1\%$.

6. Резонансное поглощение нейтронов в марганце $\pm 0,2\%$.

7. Погрешность определения концентрации раствора $MnSO_4 \pm 0,3\%$.

8. Погрешность величины сечения захвата тепловых нейтронов $\pm 0,5\%$. Таким образом, среднеквадратичная погрешность метода составляет 1,3 — 1,5%.

С учетом вышеперечисленных поправок мы определили значения выхода нейтронных источников 2ЭН-100 и 2ЭН-500:

$$Q_{2ЭН-100} = 1,05 \cdot 10^6 \text{ нейтр/сек } \pm 1,5\%;$$

$$Q_{2ЭН-500} = 6,33 \cdot 10^6 \text{ нейтр/сек } \pm 1,3\%.$$

Полученные нами значения находятся в удовлетворительном согласии с результатами измерений, выполненных во ВНИИМ методом сопутствующих частиц.

которые дали следующие значения выходов для этих двух источников:

$$Q_{2ЭН-100} = 1,03 \cdot 10^6 \text{ нейтр/сек} \pm 1,4\%;$$

$$Q_{2ЭН-500} = 6,28 \cdot 10^6 \text{ нейтр/сек} \pm 1,4\%.$$

Взвешенное среднее по результатам этих двух методов дает следующие значения для выходов источников:

$$Q_{2ЭН-100} = 1,04 \cdot 10^6 \text{ нейтр/сек} \pm 1,1\%;$$

$$Q_{2ЭН-500} = 6,30 \cdot 10^6 \text{ нейтр/сек} \pm 1\%.$$

Поступило в Редакцию 18/IV 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Бак, К. А. Петржак, Ю. Ф. Романов. «Усп. физ. наук», 58, 667 (1956).
2. В. М. Безотосный, Ю. С. Замятин. «Атомная энергия», 2, 313 (1957).
3. D. Littler. AERE, Report NP/R 1577, 1957.

4. R. Richmond. Progr. Nucl. Energy, Series 1, 2, 165 (1958).
5. K. Larsson. J. Nucl. Energy, 6, 322 (1958).
6. J. Juren, J. Chin. J. Res. Nat. Bur. Standards, 55, 311 (1955).
7. В. И. Фоминих, И. А. Ярицына. «Тр. ин-тов Комитета стандартов, мер и измерит. приборов», вып. 69, 75 (1962).
8. А. А. Константинов, А. Е. Кочин. Там же, вып. 69 (129), 13 (1962).
9. D. Hughes, J. Harvey. BNL, Report 325, 1955.
10. J. Meadows, J. Whalen. Nucl. Sci. Engng, 9, 132 (1961).
11. A. Troyer, G. Towerrier. Bull. cl. sci. Acad. roy. Belgique, 40, 2, 150 (1954).
12. M. McTaggart. J. Nucl. Energy, A/B14, 212 (1961).
13. K. Geiger, G. Whyte. Canad. J. Phys., 37, 256 (1959).
14. G. Hanna, O. Ruppalls. Canad. J. Phys., 34, 959 (1956).

УДК 539.125.5.083

Абсолютное измерение выхода нейтронного источника методом активации золотых фольг

О. Л. Андреев, А. Е. Кочин, Г. М. Стуков, И. А. Ярицына

Наряду с методом активации марганца, широко применяемым при абсолютных нейтронных измерениях, для абсолютного измерения числа испускаемых источником нейтронов успешно используется также метод активации золотых фольг [1].

В замедлителе достаточно больших размеров (чаще всего дистиллированную воду) помещается исследуемый нейтронный источник и каким-нибудь детектором, обладающим достаточной эффективностью, измеряется распределение тепловых нейтронов. В одной или нескольких точках помещаются золотые фольги и измеряется абсолютная величина полученной под действием нейтронов β -активности этих фольг. Так как распределение тепловых нейтронов не зависит от типа детектора, отношение удельной активности золотой фольги к числу отсчетов детектора, помещенного на том же расстоянии от источника нейтронов, является величиной постоянной для любого расстояния. Полный выход нейтронного источника Q можно получить из соотношения

$$Q = 4\pi \frac{\sigma_{\text{H}} n_{\text{H}}}{\sigma_{\text{Au}} n_{\text{Au}}} F \int_0^{\infty} I(r) r^2 dr,$$

где σ_{H} и σ_{Au} — поперечные сечения захвата тепловых нейтронов водородом и золотом; n_{H} и n_{Au} — атомные концентрации водорода в воде и золота в фольге; F — отношение удельной активности золотой фольги к числу отсчетов нейтронного детектора на том же расстоянии. Значение интеграла находится путем измерения $I(r)$ на разных расстояниях от источника. Практически интегрирование производится графическим методом. Приведенная формула справедлива только для детекторов, эффективность которых подчиняется за-

кону $1/v$. Для Au^{197} сечение следует этому закону только до энергии 4,95 эв (первый резонанс), поэтому необходимо учитывать вклад резонансной активности, определяя его с помощью кадмиевого экрана.

Экспериментальная установка представляла собой бак диаметром немного более метра, наполненный дистиллированной водой до уровня 100 см. В центре бака на гибкой нити подвешивался нейтронный источник. На баке устанавливались направляющие, по которым передвигалась каретка. Миниатюрный борный счетчик укреплялся на конце полый тонкостенной алюминиевой трубки диаметром 15 мм, противоположный конец которой крепился в каретке. Погрешность в измерении расстояния r между источником и счетчиком не превышала $\pm 0,2$ мм.

Для определения коэффициента F использовали золотые фольги диаметром 20 и толщиной 0,02 мм. Фольги укрепляли в тонкой алюминиевой рамке и подвешивали на гибкой нити. Расстояние от центра источника до фольги определялось с той же точностью и тем же устройством, которое применялось для определения положения борного счетчика. Кадмиевое отношение оценивалось с помощью кадмиевого экрана толщиной 0,5 мм. Счетчик, которым измерялось распределение тепловых нейтронов, имел следующие параметры: рабочий объем — 4 см³; давление газа 400 мм рт. ст. Счетчик заполнялся трехфтористым бором, обогащенным B^{10} до 82,6%.

На рисунке представлена кривая распределения плотности тепловых нейтронов $I(r) r^2$. В области расстояний < 3 см кривая распределения экстраполируется к нулю по Гауссу. В области от 41 см до ∞ кривая распределения экстраполируется экспонентой с показателем — r/L , где $L = 9,44$ см. Рассчитанные части