

нии потока тепловых нейтронов и о количестве выработанной реактором энергии.

Для увеличения равновесной концентрации Gd^{157} использовались образцы гадолиния, обогащенные изотопом Gd^{156} до 94,86%. Содержание остальных изотопов в образцах составляло:

$$\begin{aligned} Gd^{152} & 0,01\%; \quad Gd^{154} & 0,14\%; \quad Gd^{155} & 0,83\%; \\ Gd^{157} & 2,93\%; \quad Gd^{158} & 0,89\% \text{ и } Gd^{160} & 0,34\%. \end{aligned}$$

Масс-спектрометрический изотопный анализ образцов гадолиния проводился на масс-спектрометре типа МИ-1311. Применялся ионный источник с поверхностной ионизацией. Эмиттером служила полоска из вольфрамовой фольги толщиной 30 мк. Исследуемые образцы гадолиния наносились на эмиттер в виде водного раствора нитрата.

При величине токов 10^{-14} — 10^{-18} а ионные токи регистрировались электронным умножителем, а при измерении концентрации Gd^{156} , когда величина токов составляла более 10^{-14} а, использовался усилитель постоянного тока. Каждый раз перед регистрацией ионных токов определялся коэффициент усиления умножителя, который был равен $(5-10) \cdot 10^3$.

При выполнении настоящей работы разрешающая способность масс-спектрометра на уровне 5% интенсивности линии масс-спектра составляла 550 при вакууме в камере прибора $2 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. Перед каждым анализом эмиттеры подвергались тренировке, обезгаживанию и «выжиганию» из них примесей и проверялось отсутствие остаточных линий в изучаемом интервале масс. В результате поверхностной ионизации на эмиттере появлялись ионы GdO^+ и Gd^+ . У использованных образцов гадолиния были обнаружены примеси изотопов других редкоземельных элементов. Некоторые из них, например празеодим в виде иона PrO^+ с массой 157, обладающий очень большой эффективностью ионизации, накладывались на ионы Gd^+ с массой 157 и существенно искажали результаты даже при

наличии такой малой примеси изотопа, которая не обнаруживается спектральными методами. Изменением температуры эмиттера не удалось избавиться от следов этих изотопов и поэтому работа проводилась на ионах GdO , так как эта область оказалась более «чистой». Однако в этом случае необходимо было учитывать вклад от O^{17} и O^{18} , что привело к увеличению ошибки измерения, так как поправка за счет O^{17} оказалась сравнимой по величине с концентрацией Gd^{157} . При интегральном потоке тепловых нейтронов 10^{20} нейтр/см² невыгоревшая первоначальная концентрация Gd^{157} составляет лишь 2% от равновесной концентрации; равной $q_7 = (0,0062 \pm 0,0011)\%$. Согласно соотношению (1) такое содержание Gd^{157} соответствует сечению Gd^{156} для спектра реактора ВВР-М, равному $\sigma_6 = (0,0062 \pm 0,0011)\% \cdot \frac{150\,000 + 12\,000}{(95,65 \pm 0,09)\%} = 9,8 \pm \pm 2,5$ барн. Если предположить, что сечение Gd^{156} подчиняется закону $1/v$ в тепловой области, то его сечение при энергии нейтронов 0,025 эв будет равно 13 ± 3 барн. Полученный результат существенно отличается от данных работы [3].

В заключение авторы благодарят А. А. Белоноженко и Л. А. Степанову за помощь в измерении изотопного состава образцов, а также Г. И. Топинского за ценные советы.

Поступило в Редакцию 2/IV 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Орлов и др. Доклад № 354, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
2. D. Hughes, J. Harveу. Neutron Cross Sections. BNL-325, 1958.
3. R. I. Holl. ACNP-63 003, March 1963.

УДК 539.125.25

Изменение спектра быстрых нейтронов после прохождения алюминиевой, парафиновой и водной сред

Г. Г. Дорошенко, В. А. Федоров, Е. С. Леонов

Разработка высокоэффективного спектрометра быстрых нейтронов [1] с амплитудно-временной селекцией γ -фона [2] и автоматической стабилизацией коэффициента усиления [3], так же как и разработка надежного матричного метода счетных эффективностей [4, 5] с учетом всех факторов, определяющих форму линии спектрометра [6, 7], включая реальное энергетическое разрешение детектора [8], позволяют проводить длительные прецизионные измерения спектров быстрых нейтронов на уровне долей предельно допустимого потока; при этом появляется возможность изучать тонкую структуру спектров.

В настоящей работе была предпринята попытка проследить изменение спектра быстрых нейтронов при прохождении через большие слои алюминия, парафина и воды. Это необходимо для выяснения влияния энергетического хода сечения основных компонентов

изучаемых материалов на вид спектра быстрых нейтронов. Был использован $Po - Be$ -источник быстрых нейтронов, который для уменьшения вклада рассеянных нейтронов помещался в парафиновый коллиматор с углом раствора 48° . Исследуемый материал (алюминий, парафин) в виде листов размером 70×70 см находился на расстоянии 25 см от источника. Датчик спектрометра располагался на поверхности исследуемой среды непосредственно над источником. Результаты эксперимента для алюминиевой (толщина слоя 44 см) и парафиновой (толщина слоя 45 см) сред представлены на рис. 1 и 2.

Время набора информации составляло соответственно 3 ч 40 мин и 9 ч. Для сравнения на тех же рисунках приведены результаты измерения спектра нейтронов $Po - Be$ -источника, а также энергетический ход полных сечений взаимодействия алюминия

и углерода. Кроме того, показаны статистические ошибки измерений. Пунктирная кривая на рис. 2, а представляет собой теоретически рассчитанную жесткую часть спектра нейтронов Po — Be-источника [9].

На рис. 3 представлен спектр быстрых нейтронов после прохождения слоя воды толщиной 40 см, а также энергетическая зависимость полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами кислорода. Аппаратурный

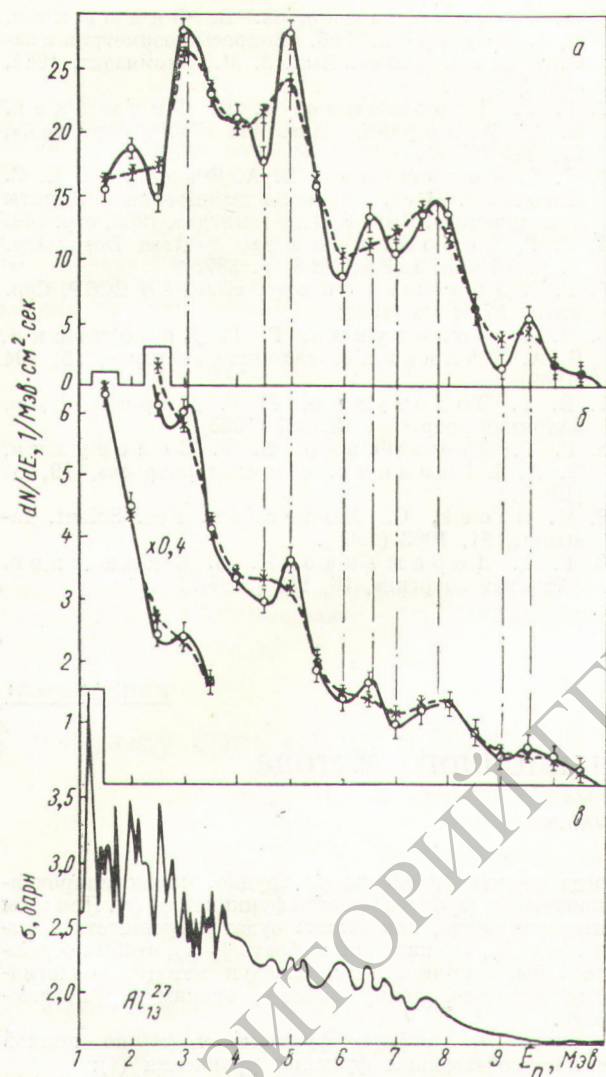


Рис. 1. Спектр быстрых нейтронов Po — Be-источника до защиты (а) и после прохождения слоя алюминия (б), а также полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами алюминия (в):

— — — спектр, полученный без учета разрешения детектора; — — — спектр, полученный с учетом разрешения, $\sigma_0 = 0,13$ [8].

Из рис. 1 и 2 видно, что тонкая структура спектра в случае алюминиевой среды совпадает с тонкой структурой исходного спектра быстрых нейтронов Po — Be-источника; в случае парафина характер спектра определяется энергетической зависимостью полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами углерода.

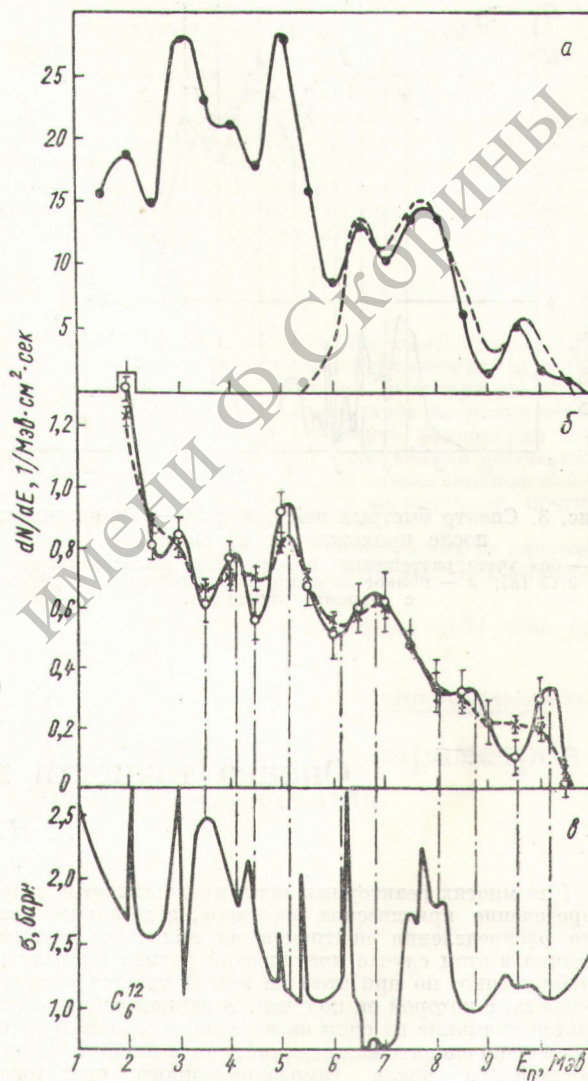


Рис. 2. Спектр быстрых нейтронов Po—Be-источника до защиты (а) и после прохождения слоя парафина (б), а также полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами парафина (в):

— — — спектр, полученный без учета разрешения детектора; — — — спектр, полученный с учетом разрешения, $\sigma_0 = 0,13$ [8].

спектр был взят из работы [10], в которой приведена геометрия эксперимента. Из рис. 3 видно, что учет энергетического разрешения при обработке аппаратурного спектра улучшает сходство тонкой структуры спектра нейтронов с характером полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами кислорода.

dN/dE , отн. ед.

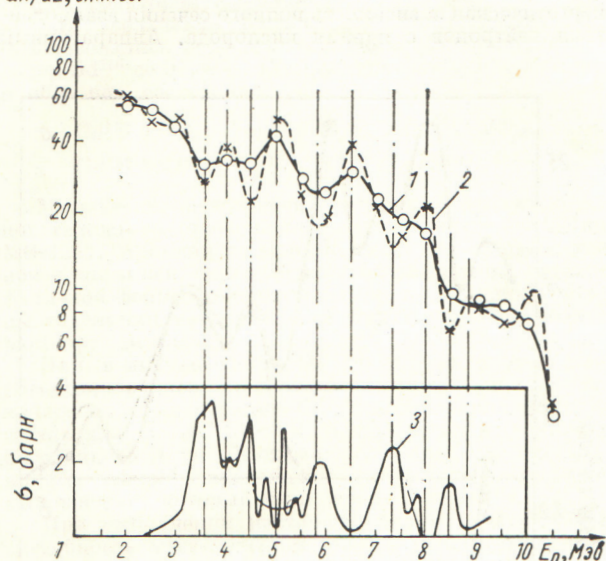


Рис. 3. Спектр быстрых нейтронов Po — Be-источника после прохождения 40 см воды:

1 — без учета разрешения; 2 — с учетом разрешения, $\sigma_0 = 0,13$ [8]; 3 — полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами кислорода.

Результаты настоящей работы свидетельствуют о широких возможностях применения новой методики спектрометрии быстрых нейтронов.

Поступило в Редакцию 6/II 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Г. Дорошенко, И. В. Филюшкин, В. А. Федоров. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Вып. 3. М., Атомиздат, 1964, стр. 32.
2. Г. Г. Дорошенко, И. В. Филюшкин, В. А. Федоров. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 27, 949 (1963).
3. Г. Г. Дорошенко, В. А. Федоров, Е. С. Леонов. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Вып. 4. М., Атомиздат, 1965, стр. 143.
4. Г. Г. Дорошенко и др. Neutron Dosimetry. V. 1. Vienna, IAEA, 1963, p. 337.
5. Г. Г. Дорошенко и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 27, 1308 (1963).
6. В. Г. Золотухин, Г. Г. Дорошенко, Б. А. Ефименко. «Атомная энергия», 15, 194 (1963).
7. В. Г. Золотухин, Г. Г. Дорошенко. «Атомная энергия», 18, 287 (1965).
8. Г. Г. Дорошенко, В. Г. Золотухин, Б. А. Ефименко. «Атомная энергия», 19, 51 (1965).
9. Н. В. Гоек, С. Anderson. Rev. Scient. Instrum., 31, 1063 (1960).
10. Г. Г. Дорошенко, И. В. Филюшкин. «Атомная энергия», 16, 152 (1964).

УДК 621.039.51

Оценка точности вариационного метода

А. Н. Ерыкалов

Для многих реакторных задач представляет интерес определение критических размеров, а детальное знание распределения нейтронов не является важным. Обычно в этом случае критический размер вычисляют приближенно, но при этом не всегда удается оценить точность, с которой он получен. В данной работе обращается внимание на один из методов, с помощью которого можно оценить как верхний, так и нижний предел собственного числа самосопряженного оператора. На двух примерах демонстрируется высокая точность собственных чисел, полученных с помощью простых приближений.

Предположим, что поток нейтронов Φ в реакторе описывается одногрупповым диффузионным уравнением с постоянной времени λ :

$$L\Phi = \lambda\Phi. \quad (1)$$

Как известно, если Φ и $D_{grad}\Phi$ непрерывны, а на границе реактора ($r = R$) $\Phi(R) = 0$, то система собственных функций ортогональна, диффузионный оператор L самосопряжен и имеет дискретный спектр собственных значений. Интерес представляет только максимальное собственное значение уравнения (1) $\lambda = \lambda_0$ и соответствующая ему собственная функция Φ_0 . В том случае,

когда решить уравнение (1) трудно, можно аппроксимировать $\Phi_0(r)$ более простой функцией $\psi_0(r)$. При этом интересно знать, как велика будет погрешность в вычислении λ_0 , а также, как выбрать $\psi_0(r)$, чтобы погрешность была минимальной. Следуя методу, аналогичному использованному ранее*, оценим эту погрешность.

Разложим пробную функцию $\psi_0(r)$ по полной системе собственных функций уравнения (1):

$$\psi_0(r) = \sum_i c_i \Phi_i(r), \quad i=0, 1, \dots, \quad (2)$$

где c_i — вещественные постоянные. Функция ψ должна удовлетворять тем же граничным условиям, что и Φ , а также должна быть непрерывной вместе с $D_{grad}\psi$.

Используя (2), можно показать, что, с одной стороны, функционал

$$\rho \equiv \frac{(\psi_0, L\psi_0)}{(\psi_0, \psi_0)} \leq \lambda_0, \quad (3)$$

* G. Temple. Proc. Roy. Soc., 211A, 204 (1952).