

после несложных вычислений получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{dV}{dt}\right)_4 &= -\frac{\nu}{\alpha} x_1^2(t) [1 + x_1(t)] - \\ &- \frac{\nu}{\alpha} x_2^2(t) [1 + x_2(t)] - \frac{1}{2} [x_1(t) - x_2(t - T)]^2 - \\ &- \frac{1}{2} [x_2(t) - x_2(t - T)]^2. \end{aligned} \quad (8)$$

В интересующем нас подпространстве (6) при выполнении условий (5) производная (8) является неположительной вдоль траекторий системы (4), причем равенство $\left(\frac{dV}{dt}\right)_4 = 0$ возможно лишь вдоль траектории $x_1 = x_2 = 0$.

Таким образом, функционал (7) удовлетворяет всем требованиям теоремы (31.3) из работы [3], и, следовательно, стационарный режим работы реактора асимптотически устойчив. Область начальных отклонений, при которых $x_1(t) \rightarrow 0$, $x_2(t) \rightarrow 0$, т. е. область притяжения к состоянию равновесия ограничивается только физически очевидными и всегда выполнимыми условиями (6). Существование, что устойчивость не зависит от конкретной величины времени запаздывания T и других параметров системы: реактор будет работать устойчиво при любых значениях параметров, удовлетворяющих условиям (5).

Значительно более ограниченные условия устойчивости получены в работе [1]. Область начальных откло-

нений, приведенная в работе [1], определяется выражением

$$(x_1^2 + x_2^2)^{1/2} \leq R,$$

где R — функция параметров T , α , ν и λ , не превосходящая $R_{\text{макс}} = \sqrt{2}$, причем $R_{\text{макс}}$ достигается лишь в предельном случае, когда $T = 0$, а отношение α/ν достаточно велико. Что касается области устойчивости в пространстве параметров реактора, то достаточные условия работы [1] указывают лишь некоторую конечную часть ее в пространстве положительных значений параметров (даже при сколь угодно малых начальных отклонениях переменных от состояния равновесия). Например, по данным работы [1], для устойчивости реактора при $\alpha T/\lambda = 0,01$ необходимо, чтобы параметры α и ν удовлетворяли неравенству $\frac{\alpha}{\nu} < 2$ (см. рис. 2 в работе [1]).

Поступило в Редакцию 16/II 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Murray et al. J. of Nucl. Energy (part A/B), 20, No. 9, 729 (1966).
2. R. Driver. Arch. Ration. Mech. Analysis, 16, 131 (1962).
3. Н. Н. Красовский. Некоторые задачи теории устойчивости движения. М., Физматгиз, 1959.

Конвертер промежуточных нейтронов пучка Б-2 реактора БР-5

А. Д. ЛИПУНОВ, В. П. МАШКОВИЧ, А. Н. НИКОЛАЕВ,
Ю. Н. ПОДСЕВАЛОВ, В. П. ПОЛИВАНСКИЙ, В. К. САХАРОВ,
В. И. СИНИЦЫН, А. П. СУВОРОВ, С. Г. ЦЫПИН

УДК 621.039.564.2

В настоящее время в Советском Союзе и за рубежом созданы и разрабатываются реакторы на быстрых и промежуточных нейтронах. В этих реакторах основную долю нейтронного спектра на входе в защиту составляют нейтроны промежуточных энергий. Однако имеется очень мало сведений о прохождении нейтронов промежуточных энергий через различные защитные среды [1—3], что объясняется отсутствием доступных источников и детекторов промежуточных нейтронов. Поэтому в последние годы большое внимание уделяется созданию источников промежуточных нейтронов на реакторах [4].

Для изучения законов ослабления промежуточных нейтронов в различных защитных сборках на пучке Б-2 [5] реактора БР-5 был создан конвертер промежуточных нейтронов (КПН) из железа. Пучок Б-2 представляет собой дисковый мононаправленный источник диаметром ~ 30 см (расходимость пучка $\sim 5^\circ$). Расчетный спектр нейтронов пучка Б-2 показан на рис. 1. Принцип построения КПН из железа основан на том, что ослабление в железе быстрых нейтронов существенно отличается от ослабления промежуточных нейтронов реактора [6, 7].

Конвертер промежуточных нейтронов представляет собой призму размером $132 \times 136 \times 63$ см, установленную в стальном баке вплотную к его передней стенке (рис. 2). Конвертер изготовлен из железа марки Ст. 0 плотностью $7,86$ г/см³ с суммарными примесями углерода, марганца, серы и фосфора не более 0,6%. Он состоит из пяти пакетов, толщина каждого пакета 12 см. Для

выравнивания поля излучения на выходе из КПН подобран специальный профиль по данным измерений распределения нейтронов в железной призме [7]. Расчеты, подтвержденные результатами эксперимента (измерения индикаторами $1/\nu$), показали, что конвертер является дисковым источником с равномерным (с точностью 15—20%) полем излучения в пределах радиуса ~ 35 см.

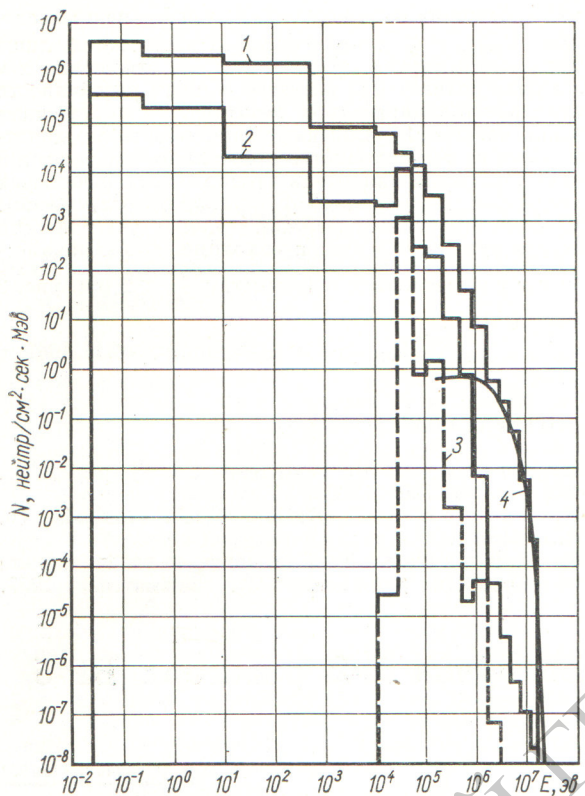
Информация о спектрально-угловом распределении рассеянных и нерассеянных нейтронов на выходе КПН была получена из расчетов прохождения нейтронов от мононаправленного источника пучка Б-2 через железо (см. рис. 1). Расчет проводился по программе РОЗ [8] в $2P_7$ -приближении для 16 энергетических групп нейтронов. Групповые константы выбирались с учетом работ [9, 10].

Анализ полученных результатов показывает, что в спектре на один быстрый нейтрон с энергией $E > 1,4$ Мэв приходится $\sim 5 \cdot 10^5$ нейтронов с $E < 1,4$ Мэв, причем 75% нейтронов сосредоточено в энергетическом интервале вблизи антирезонанса в сечении железа при $E \approx 25$ кэв.

На рис. 3 приведены угловые распределения потока рассеянного излучения на выходе конвертера, рассчитанные по программе РОЗ для различных энергетических групп нейтронов. Для широкого интервала энергий нейтронов $0,2$ эв E $0,8$ Мэв угловые распределения потока рассеянных нейтронов практически совпадают и могут быть описаны с точностью до 10%

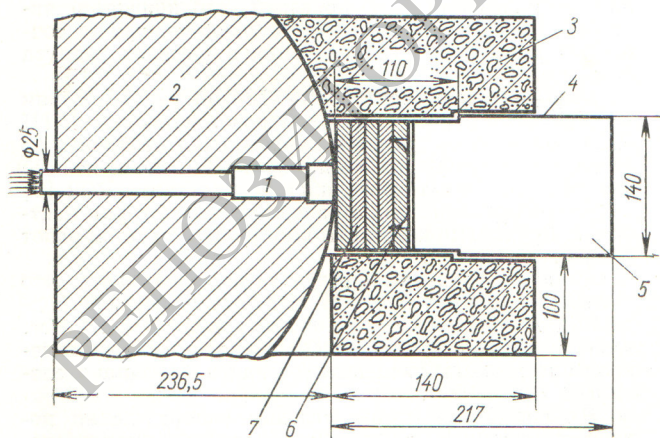
функцией вида

$$f(\theta) = \frac{0,5 + \cos \theta}{2\pi} \quad (1)$$



Р и с. 1. Спектры нейтронов:

1 — пучок Б-2 реактора БР-5; 2, 3 — соответственно рассеянное и нерассеянное излучение на выходе конвертера; 4 — источник деления.

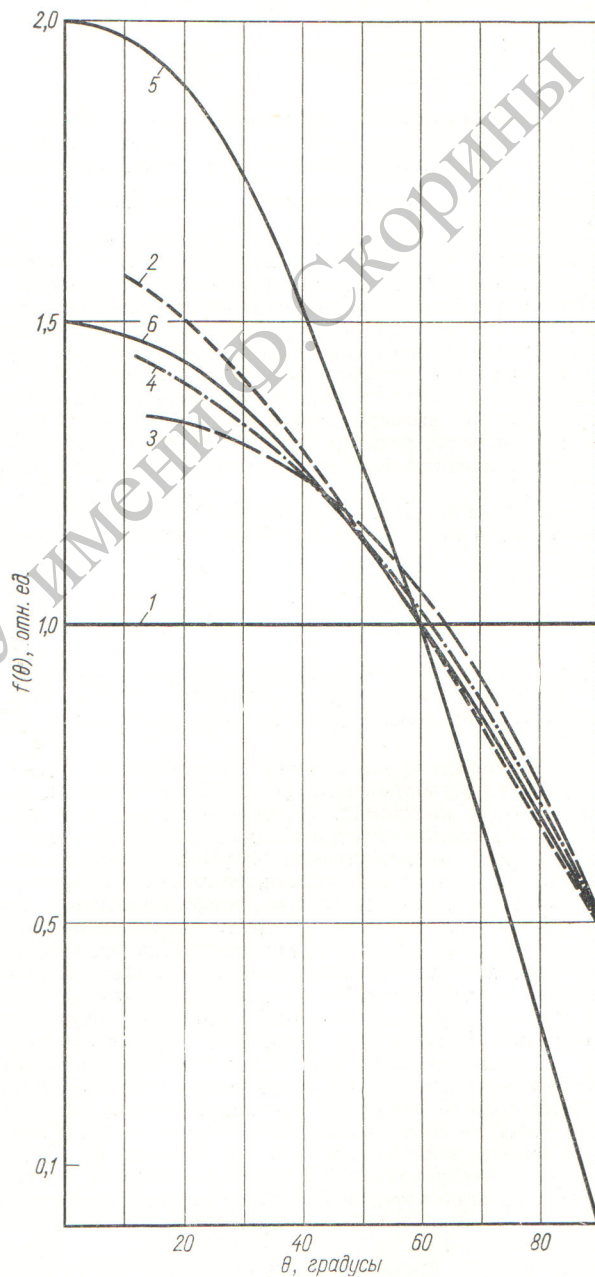


Р и с. 2. Конвертер промежуточных нейтронов на пучке Б-2 реактора БР-5:

1 — канал реактора; 2 — защита реактора; 3 — дополнительная бетонная защита; 4 — стальной бак; 5 — исследуемый защитный материал; 6 — полость, заполненная металлической стружкой; 7 — железная призма.

На рис. 3 для сравнения показано распределение по закону косинуса и по закону, представленному функцией (1).

Найденные распределения проверены экспериментально косвенным методом, основанным на различных



Р и с. 3. Угловое распределение потока рассеянного излучения для нейтронов с энергией:

1 — изотропное распределение; 2 — $46,5 < E < 200$ кэв; 3 — $10 < E < 46,5$ кэв; 4 — $0,2$ эв $< E < 10$ кэв; 5 — распределение по закону косинуса; 6 — распределение по закону $f(\theta) = \frac{0,5 + \cos \theta}{2\pi}$.

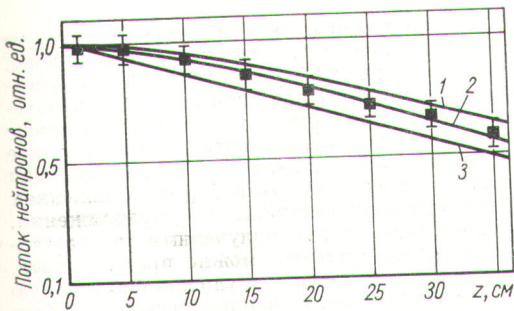


Рис. 4. Распределение нейтронов конвертера вдоль оси полого цилиндрического канала в воде: ■ — измерения индикаторами по реакции $\text{Cu}^{63}(n, \gamma)\text{Cu}^{64}$; 1, 2, 3 — расчетные кривые для распределения потока нейтронов на выходе конвертера по законам $\frac{\cos \theta}{\pi}$, $\frac{0,5 + \cos \theta}{2\pi}$ и $\frac{1}{2\pi}$ соответственно.

законах ослабления излучения в воздухе от источников с разными угловыми распределениями. С этой целью измерения проводились в полом цилиндрическом канале длиной 110 см и диаметром 40 см, расположенном перпендикулярно к КРН вдоль оси пучка в баке. Внутренняя поверхность канала облицовывалась кадмием толщиной 1,2 см. Для подавления фонового излучения бак заполнялся водой.

Результаты измерений медными индикаторами по реакции $\text{Cu}^{63}(n, \gamma)\text{Cu}^{64}$ вместе с расчетными данными приведены на рис. 4. Распределение потока нейтронов, рассчитанное по методике, изложенной в работе [11], согласуется с экспериментальными данными с точностью до 15%.

Таким образом, железный конвертер представляет собой дисковый источник с равномерным полем нейтронного излучения (средняя энергия спектра 50 кэВ) в пределах радиуса 35 см и угловым распределением потока рассеянных нейтронов на выходе конвертера по закону, описываемому выражением (4). Для большей части защитных сред данный дисковый источник может быть принят за бесконечный плоский источник.

На созданном конвертере получены распределения нейтронов в воде. Измерения медными и индиевыми индикаторами, а также борным счетчиком в кадмиевых фильтрах и без них проводились в баке размером 130 ×

× 130 × 130 см, установленном вплотную к выходу конвертера.

В результате измерений было установлено, что на толщине защиты, соответствующей кратности ослабления $\sim 10^4$, в спектре нейтронов определяющими являются нейтроны промежуточных энергий. Вблизи границы раздела конвертера и воды наблюдается конкуренция двух процессов: быстрое ослабление нейтронов с энергией до 100 кэВ и интенсивное накопление тепловых и медленных нейтронов. На толщинах, соответствующих кратности ослабления более 10^4 , становится заметным ужесточение спектра нейтронов.

В настоящее время проводятся экспериментальные исследования на конвертере по изучению прохождения промежуточных нейтронов в широком наборе защитных материалов.

Авторы выражают глубокую благодарность Д. В. Панкратову и М. Я. Кулаковскому за полезное обсуждение результатов работы.

Поступило в Редакцию 19/IV 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хольте. В сб. «Защита транспортных установок с ядерным двигателем». М., Госатомиздат, 1964, стр. 117.
2. В. И. Кухтевич, Б. И. Сеницын. «Атомная энергия», 10, 511 (1961).
3. J. Adamson. J. Brit. Nucl. Soc., 4, 119 (1965).
4. В. А. Наумов и др. «Изв. АН БССР. Серия физ.-техн. н.», 3, 29 (1965).
5. С. Г. Цыпин. «Атомная энергия», 12, 300 (1962).
6. В. П. Машкович, С. Г. Цыпин. «Атомная энергия», 11, 251 (1961).
7. В. П. Машкович и др. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». Под ред. Д. Л. Бродера и др. М., Госатомиздат, 1963, стр. 182.
8. Т. А. Гермогенова и др. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». Под ред. Д. Л. Бродера и др. М., Госатомиздат, 1966, стр. 22.
9. А. П. Суворов. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Вып. 2. М., Атомиздат, 1965, стр. 320.
10. А. П. Абаган и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
11. В. П. Машкович, В. А. Климанов. «Атомная энергия», 20, 127 (1966).

Асимптотическое P_N -приближение

УДК 621.039.51

В. С. ШУЛЕПИН

Как известно, решение уравнения переноса нейтронов в P_N -приближении состоит из суммы асимптотической и неасимптотической частей. Учет обеих составляющих при больших N является сложной задачей. Ее можно упростить, если отказаться от условия непрерывности скалярного потока на границе сред, используя лишь асимптотическую составляющую с эффективными условиями на этой границе.

Напишем решение односкоростного, однородного кинетического уравнения для плоской геометрии:

$$\varphi(z, \mu) = \frac{1}{2} \sum_{m=0}^N (2m+1) \varphi_m(z) P_m(\mu).$$

Подставим функцию

$$\varphi_m(z) = A_m e^{\gamma z}$$

в систему уравнений P_N -приближения и на основании работы [1] определим значения γ , а для каждого γ — отношение постоянных A_m/A_0 . Число γ^2 , соответствующее асимптотической части решения, обозначим γ_{AN}^2 . Асимптотическую часть $\varphi(z, \mu)$ запишем в виде

$$\varphi_A(z, \mu) = \frac{1}{2} \sum_{m=0}^N (2m+1) \varphi_{Am}(z) P_m(\mu),$$