АННОТАЦИИ ДЕПОНИРОВАННЫХ СТАТЕЙ

УДК 621.039.51

Вычисление дипольного момента цилиндрического блока

Б. П. Кочуров

В работах [1, 2] приведена теория гетерогенного реактора с цилиндрическими блоками конечного радиуса. Каждый блок наряду с тепловой постоянной характеризовался дипольным моментом, который входит в определение квадрата длины диффузии и возраста нейтронов для радиального и аксиального направлений. Дипольный момент может быть вычислен для отдельного блока независимо от общей теории.

Рассмотрим цилиндрический блок с осью вдоль оси z, помещенный в бесконечном замедлителе. Предположим, что распределение нейтронов вне блока имеет постоянный градиент вдоль оси x. Из уравнения Больцмана следует, что вектор $\mathbf{g}_x = \int (\mu_x + x\Sigma_{tr3}) \times \times \boldsymbol{\mu} \; N(\mathbf{r}, \boldsymbol{\mu})\, d\boldsymbol{\mu}$, характеризующий «дипольный поток», удовлетворяет некоторому уравнению непрерывности, в частности в замедлителе $\operatorname{div} \mathbf{g}_x = 0$. Отсюда следует, что дипольный момент P для радиального направления равен потоку вектора $\mathbf{g}_x$ через поверхность блока: $P = \int\limits_{S_0} \mathbf{g}_x \, d\mathbf{S}_0$. При отсутствии рассеяния в блоке входящее в этот интеграл угловое распределение нейтронов равно $N(\mathbf{r}_{S_0}, \boldsymbol{\mu}) = \frac{1}{4\pi} \int N_0(\mathbf{r}') \, e^{-\Sigma R} \, dR$, где интегрирование проводится по лучу, расположенному в замедлителе. При вычислении P в качестве $N_0(\mathbf{r}')$ использовано диффузионное распределение. Для блоков с рассеянием вводится вероятность захвата Γ, которая вычисляется методом последовательных столкновений в предположении, что угловое распределение падающих на блок нейтронов такое же, как и в невозмущенной среде. В P входит относительная величина Γ/Γ_c, где Γ_c — значение Γ для блока без рассеяния. Окончательно дипольный момент P выражается через некоторые табулированные функции. Для пустого и черного блоков получены более простые формулы. Для пустого блока формула дипольного момента аналогична формуле Бенуа [3], полученной несколько иным методом, и практически совпадает с результатом Картера [4]. В случае черных блоков выполняется физически правильный предельный переход для больших и малых блоков. Как показало сравнение, данный метод по точности превосходит P_2-приближение метода сферических гармоник.

№ 47/3213 Статья поступила в Редакцию 15/II 1965 г., аннотация — 22/IX 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Галанин, Б. П. Кочуров. «Атомная энергия», **15**, 107 (1963).
2. Р. Беднаж, Б. П. Кочуров. Nukleonika, **IX**, 439 (1964).
3. P. Benoist. Rapport SPM No. 759. Saclay, 1963.
4. C. Carter, R. Jarvis. J. Nucl. Energy, **15**, 133 (1961).

УДК 621.039.512.45

Уменьшение потока тепловых нейтронов, вызываемое полым каналом в отражателе

А. С. Коченов

Для вычисления потока тепловых нейтронов в центре дна полого кругового цилиндрического канала радиусом R используется интегральное уравнение, решение которого находится методом последовательных приближений. В первом приближении предполагается, что «источники» тепловых нейтронов вне канала распределены так же, как и при заполнении канала материалом отражателя.

Если поток тепловых нейтронов по поперечному сечению канала, заполненного материалом отражателя, не изменяется, а вдоль канала имеет место распределение

$$\Phi(x) = \Phi(0)\, e^{-x/L}, \tag{1}$$

где x — расстояние от дна канала, то относительное уменьшение потока с точностью до $\sim 3\%$ можно найти из выражения

$$\frac{\Phi_1'(0)}{\Phi(0)}=\frac{1+J}{2}\ . \tag{2}$$

Здесь $\Phi_1'(0)$ — поток тепловых нейтронов в центре дна полого канала;

$$J=R/L\left\{\frac{\pi}{2}\left[H_1(R/L)-N_1(R/L)\right]-1\right\}, \tag{3}$$

где H_1 — функция Струве; N_1 — функция Неймана. Решения уравнений для каналов квадратного и треугольного сечений показывают, что при введении эквивалентного (по площади канала) радиуса полученные результаты практически совпадают с данными для круглого цилиндра.

Для тонкого канала, когда $R/L \ll 1$, с точностью до членов $(R/L)^4$

$$J=1-R/L+\frac{1}{2}\left(\frac{3}{2}-C\right)(R/L)^2+\frac{1}{3}(R/L)^3, \tag{4}$$

где $C = 0{,}5772$— постоянная Эйлера. Полученные значения J в зависимости от отношения R/L приведены в таблице.

Формула (2) справедлива для тонких каналов ($R/L \ll 1$). Исследуя предельные переходы, можно написать интерполяционную формулу для любого значения R/L:

$$\frac{\Phi'(0)}{\Phi(0)}\gtrsim J. \tag{5}$$

Значения J в зависимости от отношения R/L

R/L	J, вычисленное по формуле (3)	J, вычисленное по формуле (4)	$\Delta J = J - J_L$ *
0,0	1,000	1,000	0,000
0,2	0,846	0,821	0,003
0,4	0,740	0,695	0,011
0,6	0,657	0,638	0,019
0,8	0,592	—	0,026
1,0	0,538	—	0,032

* Значение J рассчитано по формуле (3); J_L — вклад в J от нейтронов, рассеянных в слое толщиной L.

Если распределение потока тепловых нейтронов симметрично относительно оси канала, то

$$\frac{\Phi'(0)}{\Phi(0)}\approx\frac{\Phi(0)_R}{\Phi(0)}J, \tag{6}$$

где $\Phi(0)_R$ — поток тепловых нейтронов на дне канала, заполненного материалом отражателя, на расстоянии R от оси канала.

№ 44/3373 Статья поступила в Редакцию 19/VII 1965 г., аннотация — 15/IX 1965 г.

УДК 539.125.52

О применимости различных приближений метода сферических гармоник для расчета прохождения нейтронов через защиту

Н. А. Артемьева, К. К. Попков, С. М. Рубанов, Л. С. Шкорбатова

В работе исследовалась точность различных приближений метода сферических гармоник путем сравнения экспериментальных данных пространственно-энергетических распределений потоков нейтронов в различных средах, полученных с помощью многогрупповых расчетов в P_1-, P_2- и P_3-приближениях, а также в диффузионно-возрастном приближении. Расчеты в P_1-, P_2- и P_3-приближениях проводились по 18-ти групповой схеме, отличающейся от 21-группового метода [1] тем, что в последнем случае первые четыре группы были объединены в одну. Применявшаяся для расчетов в диффузионно-возрастном приближении семигрупповая методика [2] характеризуется тем, что первая группа (нейтроны с энергией выше 1,5 *Мэв*) задается в соответствии с экспериментальными данными или по результатам расчетов, проведенных в более высоких приближениях.

Были рассмотрены защитные композиции, содержащие воду, графит, карбид бора, железо, свинец, а также их гомогенные и гетерогенные смеси. Перечисленные материалы обладают различными нейтронно-физическими характеристиками, что позволяет надеяться на универсальность полученных результатов. Анализировалась точность описания эффективных длин релаксации быстрых нейтронов, спектров замедляющихся нейтронов и факторов накопления тепловых нейтронов в защитных средах в различных приближениях полиномиального метода.

На основании проведенных исследований были сделаны следующие выводы:

1. При использовании метода сферических гармоник для определения пространственно-энергетического распределения нейтронов в защите можно ограничиться P_3-приближением.

2. Метод P_1-приближения без учета пространственного распределения быстрой группы применим только при расчете защиты, имеющей небольшую толщину (не более 5—8 длин свободного пробега).

Задание ведущей группы нейтронов в соответствии с экспериментальными данными или результатами расчетов в более высоких приближениях позволяет получить с удовлетворительной точностью основные функ-