

симметрией. Некоторые из них оказываются обобщенными функциями в смысле Соболева — Шварца*. Для обоснования результатов используется тот факт, что элементарные решения получают в пределе базисных решений, появляющихся в P_N -приближениях метода сферических гармоник.

Функция Грина записана в виде

$$\Phi_T(\rho, \Omega; \rho', \Omega') = \sum_{p, k, n, m} Y_n^m(\Omega) Y_p^k(\Omega') G_{np}^{mk}(\rho; \rho');$$

$$\Phi_{np}^{mk}(\rho; \rho') = \begin{cases} S \sum_{l=0, 2, 4, \dots}^{\min(n, p)} \frac{A_n^l(\nu) A_p^l(\nu) \Phi_{m, l}^n(\rho) F_{k, l}^p(\rho')}{\nu N(\nu, l)} & \text{при } \rho < \rho'; \\ S \sum_{l=0, 2, 4, \dots}^{\min(n, p)} \frac{A_n^l(\nu) A_p^l(\nu) F_{m, l}^n(\rho) \Phi_{k, l}^p(\rho')}{\nu N(\nu, l)} & \text{при } \rho > \rho'. \end{cases}$$

Здесь $Y_n^m(\Omega) = P_n^m(\cos \theta) \cos m\varphi$ — сферические функции, причем система координат выбрана так,

что полярной осью является радиус-вектор ρ ; функции $\Phi_{m, l}^n(x)$ и $F_{k, l}^p(x)$ — комбинации модифицированных функций Бесселя первого и третьего рода. Для них получены интегральные представления и рекуррентные соотношения. Величины $A_n^l(\nu)$, $N(\nu, l)$ — коэффициенты разложения плоских элементарных решений по сферическим гармоникам и нормировочные интегралы для плоских элементарных решений соответственно. Знак S означает операцию

$$S f(\nu) = f(\nu_0) + \int_{\nu_0}^1 f(\nu) d\nu.$$

В статье указан способ получения системы элементарных решений, необходимых для построения более общих функций Грина, а именно функции Грина для точечного и нитевидного источников, испускающих пучки мононаправленных нейтронов.

(№ 274/5082. Поступила в Редакцию 27/IX 1968 г. Полный текст 1 а. л., 11 библиографических ссылок.)

Восстановление спектра быстрых нейтронов реактора по данным пороговых детекторов

А. А. ЧЕРНОЯРСКИЙ, В. С. МЕДИК, А. М. ЗАИТОВ, В. И. КУХТЕВИЧ

УДК 539.125.5.164

В данной работе предлагается усовершенствованный по сравнению с работой Диркса** способ восстановления спектра быстрых нейтронов в диапазоне энергий 1—3 Мэв, использующий экспоненциальную аппроксимацию. На ЭВМ вычислены функции от параметров экспоненциальной аппроксимации вида

$$F_k(\alpha) = \int_{E_i}^{E_{i-1}} e^{-\alpha(E-E_i)} \sigma_k(E) dE.$$

Вычисления проводились с использованием реальных энергетических зависимостей сечений. Функции $F_k(\alpha)$ рассчитаны для значений показателя экспоненты от 0 до 2,4, что практически позволяет восстанавливать невозможные спектры нейтронов, которые имеют место в активной зоне реакторов.

В каждом энергетическом интервале найдена точка, наиболее близкая к истинному спектру, так называемая условно достоверная точка. Как показал анализ, условно достоверная точка является наиболее устойчи-

вой по отношению к ошибкам в активационных измерениях.

В результате исследования ряда наборов пороговых детекторов установлено, что набор $Np^{237}(n, f)$ — $U^{238}(n, f)$ — $Al^{27}(n, p)$ — $Fe^{56}(n, p)$ — $Al^{27}(n, \alpha)$ обеспечивает получение весьма устойчивого решения по отношению к ошибкам в экспериментальных данных. Кроме того, включение в набор $Np^{237}(n, f)$; $U^{238}(n, f)$ позволило понизить низкоэнергетическую границу восстанавливаемого спектра до 0,5 Мэв.

Указанным способом проведено восстановление спектров двух различных реакторов, которые были восстановлены ранее другими методами. Достаточно хорошее согласие результатов показывает, что приведенный способ может быть весьма успешно применен для восстановления спектров быстрых нейтронов реактора по небольшому числу детекторов.

(№ 276/5058. Статья поступила в Редакцию 16/IX 1968 г., аннотация — 28/XI 1968 г. Полный текст 0,65 а. л., 7 рис., 1 табл., 8 библиографических ссылок.)

Экспериментальное исследование теплопроводности растворов борной кислоты в воде

Н. ПОПОВ, Н. А. МОРОЗОВА

УДК 621.039.534:621.039.562.26

Проведено комплексное изучение плотности, теплоемкости, теплопроводности и вязкости растворов

борной кислоты в воде. В статье сообщается об экспериментальном исследовании теплопроводности и ее теоретическом расчете. В расчетах использованы полученные авторами настоящей работы данные по плотности и теплоемкости этих растворов.

Экспериментальное исследование теплопроводности выполнено по методу коаксиальных цилиндров. Измерительная ячейка не имеет охранных нагревателей,

* См. И. М. Гельфанд, Г. Е. Шолов. Обобщенные функции и действия над ними. Вып. 1. М., Физматгиз, 1959.

** R. Dierckx. Neutron Dosimetry. Vol. 1. Vienna, IAEA, 1963, p. 325.

что облегчает работу на ней. Нагреватель и провода термомпар вставлялись в гильзы из нержавеющей стали, что исключает их соприкосновение с исследуемым веществом.

Для уменьшения потерь по этим гильзам в верхнем вкладыше и на гильзах имеются проточки, заполненные исследуемым веществом. Все вспомогательные узлы установки обогревались, для того чтобы исследуемые растворы не выпадали в осадок.

Применялся относительный метод измерения теплопроводности; две постоянные прибора определялись при измерениях теплопроводности воды и гелия.

Ниже представлены экспериментальные значения теплопроводности растворов при давлении 98 бар:

Весовая доля борной кислоты в растворе	$t, ^\circ\text{C}$	$\lambda, \text{вт/м}\cdot^\circ\text{C}$
0,1	73,9	0,6685
0,1	115,0	0,6883
0,2	132,6	0,6716
0,2	168,8	0,6696

Погрешность приведенных величин не превышает $\pm 2\%$.

Экспериментальные данные описываются с точностью 1% уравнением

$$\lambda_c - \lambda_0 = \lambda_0 \left[\left(\frac{c_{pc}}{c_{p0}} \right) \left(\frac{M_0}{M_c} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^{4/3} - 1 \right],$$

которое получается из уравнения Предводителя — Варгафтика в предположении, что степень ассоциации растворов не зависит от концентрации. Здесь $\lambda_c, c_{pc}, M_c, \rho_c$ — теплопроводность, изобарная теплоемкость, молекулярный вес и плотность раствора соответственно; $\lambda_0, c_{p0}, M_0, \rho_0$ — то же для воды. Значения c_{pc} и ρ_c взяты из измерений авторов настоящей работы.

В статье приведены результаты расчета теплопроводности растворов борной кислоты в воде по этому уравнению.

(№ 277/4782. Статья поступила в Редакцию 18/III 1968 г., аннотация — 28/X 1968 г. Полный текст 0,35 а. л., 1 рис., 2 табл., 7 библиографических ссылок.)

Расчет прохождения нейтронов через цилиндрические слои полиэтилена методом Монте-Карло

Г. В. МИРОШНИКОВ, А. И. МИРОШНИКОВА, И. А. СОЛОДУХИН

УДК 539.125.52:539.125.5.348

Методом Монте-Карло на ЭЦВМ рассчитано прохождение нейтронов с начальными энергиями E_0 , равными 14; 8,5; 6; 4,3; 3; 2; 0,8; 0,3 и 0,025 Мэв через цилиндрические слои полиэтилена с толщинами от 5 до 40 см и внешними диаметрами 120 и 40 см. Расчет производился для случаев падения как узкого мононаправленного пучка нейтронов на различные точки A, B, C поверхности (рис. 1, а), так и широкого пучка под различными углами α между направлением движения нейтронов и осью цилиндра. Для каждого случая рассчитывалось 5—10 тыс. траекторий нейтронов. При расчетах учитывались все процессы взаимодействия нейтронов с ядрами водорода и углерода. Неупругое рассеяние нейтронов на ядрах углерода предполагалось изотропным в лабораторной системе координат.

При расчете определялись следующие основные параметры: 1) число нейтронов, прошедших во внутреннюю полость цилиндра, их распределение по энергии и по оси x в каждом энергетическом интервале; 2) число нейтронов, отраженных цилиндрическими слоями, и их энергетическое распределение.

Энергетическое распределение нейтронов, прошедших во внутреннюю полость цилиндров, для начальных энергий 14 и 3 Мэв приведено на рис. 1, б. При энергиях нейтронов менее 1 Мэв спектр нейтронов с по-

грешностью $\pm 30\%$ удовлетворяет известному соотношению $1/E\sigma_n$.

По данным энергетического распределения было рассчитано ослабление мощности дозы нейтронов цилиндрическими слоями.

Сравнение результатов расчета с другими данными* для плоских слоев полиэтилена показывает, что цилиндрические слои даже с внешним диаметром 120 см ослабляют мощность дозы нейтронов несколько больше. Следовательно, геометрический фактор сказывается на ослаблении нейтронов и при значительных внешних размерах цилиндрической оболочки.

Полученные результаты позволяют также сделать вывод о существенной зависимости ослабления потока нейтронов не только от толщины слоя, угла падения, начальной энергии нейтронов, но и от диаметра цилиндрических слоев. Так, например, при падении узкого мононаправленного пучка нейтронов с энергиями 4,3 и 0,8 Мэв в точку A (см. рис. 1, а) при толщинах соответственно 15 и 10 см число нейтронов, прошедших во внутреннюю полость цилиндра диаметром 40 см, меньше, чем в случае диаметра 120 см, примерно в 2 и 1,5 раза соответственно.

* С. М. Ермаков, В. Г. Золотухин, Э. Е. Петров. «Атомная энергия», 15, 253 (1963).