

Увлечение нейтронов движущейся средой

Г. Я. ВАСИЛЬЕВ, Д. М. КАМИНЕР, К. А. КОНОПЛЕВ, А. А. КОСТРИЦА

УДК 539.125.52

Влияние движения теплоносителя на критическое состояние ядерного реактора изучалось в работах [1, 2]. Один из авторов [3] обсуждал возможность наблюдения на опыте увлечения нейтронов движущейся средой по изменению диффузионной длины при скоростях движения среды u , много меньших, чем средняя скорость теплового движения нейтронов. В работе [4] предложено использовать эффект увлечения нейтронов для измерения коэффициента диффузии. Действительно, уравнение диффузии тепловых нейтронов в движущейся среде имеет вид

$$\left(-\nabla^2 + \frac{u}{D} \cdot \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{L_0^2}\right) N(\mathbf{r}) = Q\delta(z - z_0), \quad (1)$$

где N — плотность тепловых нейтронов; D — коэффициент диффузии; L_0 — диффузионная длина в неподвижной среде; Q — величина, пропорциональная интенсивности источника; z — координата в направлении движения среды. Подстановкой

$$N(\mathbf{r}) = e^{(z-z_0)\frac{u}{2D}} N_1(\mathbf{r}) \quad (2)$$

выражение (1) может быть приведено к виду

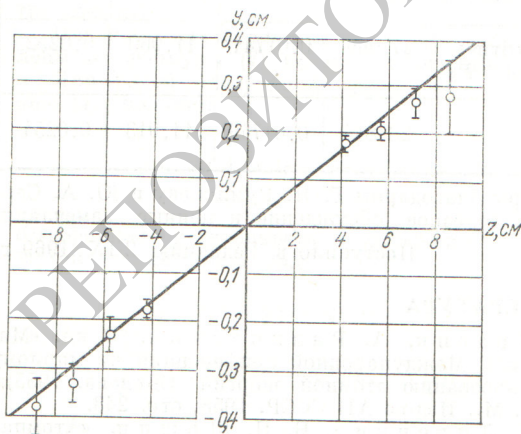
$$\left(-\nabla^2 + \frac{1}{L_1^2}\right) N_1(\mathbf{r}) = Q\delta(z - z_0), \quad (3)$$

где

$$\frac{1}{L_1^2} \equiv \frac{1}{L_0^2} + \frac{u^2}{4D^2}.$$

Из выражения (3) следует, что $N_1(\mathbf{r})$ не зависит от знака u . Изменяя направление движения среды на противоположное, можно определить коэффициент диффузии из отношения интенсивностей нейтронов в одной и той же точке N^+ и N^- . Подставляя (2) в величину $y \equiv \ln \frac{N^+}{N^-}$ и помещая начало координат в точку z_0 , имеем уравнение прямой

$$y = \frac{u}{D} z. \quad (4)$$



Результаты наблюдения относительного изменения плотности тепловых нейтронов при изменении направления скорости потока.

Опыт по увлечению нейтронов движущейся средой был проведен в ФТИ им. А. Ф. Иоффе с использованием пучка нейтронов из горизонтального канала реактора ВВР-М. В канале находился фильтр из кварцевого монокристалла, позволяющий увеличить кадмиевое отношение в пучке более чем до 100. Коллимированный пучок нейтронов (54×11 мм) падал перпендикулярно к образующей трубы, наполненной водой. Внутренний диаметр трубы 96 ± 1 мм, толщина стенок трубы 4 мм (железо). Для устранения фона рассеянных нейтронов трубу экранировали извне листовым кадмием толщиной 0,5 мм. В экране имелось отверстие для введения пучка нейтронов. Плотность нейтронов определяли по активации золотых фольг (размером $0,1 \times 3 \times 25$ мм (толщина фольг 200 мг/см²). Фольги располагали по оси трубы на расстояниях 4,15; 5,65; 7,15 и 8,65 см по обе стороны от центра пучка и крепили между двумя стальными пластинами длиной 243 мм и толщиной 1,65 мм каждая.

Измерения производили при скорости течения $u = 15,4 \pm 0,4$ м/сек. Направление движения воды можно было изменять на противоположное. Для каждого направления движения воды измерения производили с полным пучком нейтронов из канала и с пучком, перекрытым 1 мм кадмия, с целью отделить тепловые нейтроны пучка от тепловых нейтронов, образовавшихся после замедления в воде. Для нормировки отдельных опытов использовали фольгу-монитор, которую устанавливали вне измерительного участка в коллиматоре на оси пучка. Чтобы избежать нагрева воды при работе насоса, контур подпитывали холодной водой, так что температура воды в контуре поддерживалась в пределах $8 \pm 1^\circ \text{C}$.

Поправка на конечные размеры ширины щели коллиматора вычислена в предположении, что интенсивность нейтронного источника спадает от оси коллиматора по формуле Гаусса и дает

$$y \approx \frac{u}{D} \left(z - a \frac{z}{|z|} \right), \quad (5)$$

где a — вычисляемая константа.

Экспериментальные результаты обработаны по формуле

$$y = \alpha z, \quad (6)$$

что приводит к занижению величины u/D приблизительно на 2%.

Пучок тепловых нейтронов создает источник, не постоянный по сечению трубы. Оценки показывают*, однако, что затухание источника приводит к поправкам, малым по сравнению с теми поправками, которые учтены в выражении (5).

Результаты измерений показывают факт существования увлечения нейтронов движущейся средой. Они представлены на рисунке в виде зависимости y от расстояния до оси пучка. Экспериментальные точки приведены вместе со средней квадратичной ошибкой.

* Влияние затухания источника рассматривалось на решении задачи, аналогичной (1), но для длинной трубы квадратного сечения с ребром b , так что $b^2 = \pi R^2$. Источник имел вид $Q' = e^{-x/L_0\delta} \delta(z - z_0)$, а без затухания $Q\delta(z - z_0)$.

Экспериментальные значения коэффициента диффузии тепловых нейтронов в воде при 8° С

Коэффициент диффузии, × 10 ⁻⁴ см ² /сек	Данные	Отклонение от измерений авторов
3,42±0,08	[6]	1,4 σ
3,35±0,2	[5]	1,8 σ
3,67±0,18	Авторов	—

Прямая, проходящая через ноль, проведена по точкам методом наименьших квадратов.

Среднее значение величины α найдено из 32 измерений (по четыре на каждом расстоянии от центра пучка). В качестве статистического веса принималась обратная дисперсия, полученная из анализа различных составляющих ошибок измерения (внутренняя ошибка). Полученное среднее значение со среднеквадратичной ошибкой равно

$$\alpha = (4,12 \pm 0,15) \cdot 10^{-2} \text{ 1/см.}$$

Этот результат следует увеличить на 2% с учетом разницы в формулах (5) и (6).

Используя приведенное выше значение средней скорости, получаем

$$D = (3,67 \pm 0,16) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек.}$$

Измеренное значение коэффициента диффузии можно сравнить с результатом, полученным импульсным методом [5] также при температуре воды 8° С. Кроме того, можно экстраполировать до 8° С значения, полученные импульсным методом в интервале 10—35° С в работе [6]. Результаты сравнения приведены в таблице, причем в наших данных погрешность от неточности измерения температуры учтена с использованием температурной зависимости, предложенной в работе [7].

Как видно, значение D, измеренное новым способом (методом увлечения нейтронов движущейся средой), достаточно хорошо совпадает с известными значениями,

причем в нашем случае в результаты не внесены такие поправки, относящиеся к особенностям использованной аппаратуры, как учет реального распределения $u(r)$ по сечению трубы и вклад рассеяния нейтронов на ядрах конструкционного материала (железа).

Совпадение значения D, измеренного в турбулентной среде, с измерениями D в неподвижной воде указывает на слабую зависимость коэффициента диффузии от турбулентности.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Ю. В. Петрову за полезные обсуждения экспериментального материала и полученных результатов и ценные замечания, а также Е. А. Гарусову и А. Н. Ерыкалову за важные советы и И. А. Иоффе, А. А. Перельгину, Л. П. Котовой, Т. И. Васильевой за помощь в работе. Авторы благодарят Г. М. Дабкина и Г. А. Петрова за возможность использования нейтронного фильтра.

Поступило в Редакцию 9/VII 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Wolff. Nucl. Sci. and Engng, 13, 80 (1962).
2. Я. В. Шевелев. Доклад № 374, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
3. А. А. Кострица. «Атомная энергия», 14, 218 (1963).
4. Е. А. Гарусов, А. А. Кострица, Ю. В. Петров. «Атомная энергия», 21, 128 (1966).
5. А. В. Антонов и др. «Атомная энергия», 12, 22 (1962).
6. G. von Dardel, N. Sjöstrand. Diffusion measurements with Pulsed Neutron Sources. Progress in Nuclear Energy, Series I: Physics and Mathematics, Vol. 2, Chap. 5. London, Pergamon Press, 1958.
7. Д. А. Кожевников. «Атомная энергия», 14, 525 (1963).

Измерение параметров нейтронного потока реактора методом совмещенных активационных детекторов

Е. И. БИРЮКОВ, Н. Н. ХРАМОВ, Н. С. ШИМАНСКАЯ

УДК 539.125.52:539.1.074.85

В настоящее время наиболее широкое распространение для измерения характеристик нейтронных потоков в реакторе получил активационный метод. Активационные измерения, проведенные для одного и того же типа детектора с кадмиевым фильтром и без него, позволяют определить плотности теплового и эпитеплового потоков Φ_{th} и Φ_r . Однако этот метод «кадмиевой разности» имеет существенные недостатки [1].

В работах [2, 3] показано, что величины Φ_{th} и Φ_r могут быть определены на основании данных о наведенной активности детекторов, имеющих различные соотношения сечений взаимодействия с тепловыми и эпитепловыми нейтронами. Для скорости активации R двух разных изотопов можно записать следующие уравнения:

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= \Phi_{th} g_1 \sigma_{01} + \Phi_r I_1; \\ R_2 &= \Phi_{th} g_2 \sigma_{02} + \Phi_r I_2. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где σ_{01}, σ_{02} — сечения активации этих изотопов нейтронами со скоростью $v_0 = 2200 \text{ м/сек}$; I_1, I_2 — их резонансные интегралы; g_1, g_2 — параметры, характеризующие отклонение сечений в тепловой области от закона $1/v$. Если использовать $1/v$ -детекторы, для которых $g = 1$, то из системы уравнений (1) можно вывести простые формулы для определения Φ_{th} и Φ_r :

$$\Phi_{th} = \frac{R_1 I_2 - R_2 I_1}{\sigma_{01} I_2 - \sigma_{02} I_1}; \quad \Phi_r = \frac{\sigma_{01} R_2 - \sigma_{02} R_1}{\sigma_{01} I_2 - \sigma_{02} I_1} \quad (2)$$

Такая методика имеет очевидные преимущества по сравнению с методикой кадмиевой разности, но, как и последняя, требует применения детекторов, не искажающих нейтронного потока. Поэтому представляется целесообразным использовать в этих измерениях «чуждые» детекторы [4], содержащие в качестве активируемого изотопа золото, кобальт, натрий, медь и лютций. В наших опытах детекторы при облучении скла-