

ты [8], выполненной другим экспериментальным методом (см. рис. 1), и удовлетворительно согласуются с данными работ [4, 5, 7]. В энергетических распределениях настоящей работы есть существенные отклонения от данных [4, 5], составляющие при $t_p = 1$ ч и $t = 10^5$ с в пятой группе 200—300%, а от данных [7] в седьмой группе при том же времени ~90%*. Однако полученные по данным сравниваемых работ зависимости средних энергий энергетических спектров от времени выдержки $\bar{E}(t)$ **, характеризующие экспозиционные дозы при использовании продуктов деления в качестве источников γ -излучения, различаются значительно меньше (рис. 2).

Авторы выражают благодарность А. С. Герасименко за помощь в работе.

Поступило в Редакцию 01.09.78

* Сравнение проведено для энергетических групп, принятых в работе [5].

** $\bar{E}(t) = \sum_i E_i^2 N_i / \sum_i E_i N_i$ МэВ, где $\bar{E}_i$ — середина энергетического интервала; N_i — число γ -квантов в группе.

УДК 621.039.517.3

Взаимодействие теплоносителя при продольном обтекании пучков стержней

РУХАДЗЕ В. К.

В теплогидравлических расчетах сборок теплообделяющих стержней и трубных пучков теплообменных устройств важно учитывать межканальное взаимодействие теплоносителя, приводящее к выравниванию температур в поперечном сечении стержневых сборок и тем самым к возможности форсирования их мощности. Предположим (исходя из метода сосредоточенных параметров), что наблюдаемое выравнивание межканальных разностей температур (концентраций) происходит вследствие поперечных перетечек жидкости через зазоры между стержнями со смешанной температурой (концентрацией) исходного канала. Для расчетов используем безразмерный коэффициент межканального перемешивания M , представляющий собой отношение поперечного расхода жидкости из одного канала в смежный с ним на длине одного диаметра стержня к продольному расходу через канал [1]:

$$M = G_{ij}d/G_i. \quad (1)$$

Сведения об исследованиях турбулентного межканального перемешивания в пучках гладких стержней представлены в работах [1—3]. Оценка значений M затруднена из-за большого разброса (почти на порядок) имеющихся экспериментальных данных. Разброс данных в отдельных исследованиях также велик. Расчетные соотношения, обобщающие эти данные, различаются количественно и качественно по характеру зависимости M от относительного шага стержней x и числа Рейнольдса Re . Разброс данных обусловлен особенностями исследованных геометрий, их нередко значительным отличием от бесконечной решетки стержней и несо-

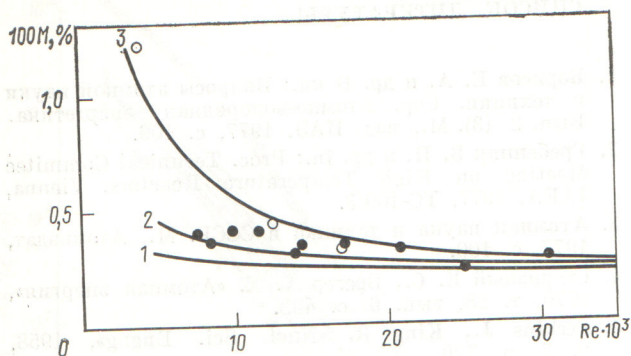
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисов Е. А. и др. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Атомно-водородная энергетика. Вып. 2 (3). М., изд. ИАЭ, 1977, с. 109.
2. Гребенник В. Н. и др. In.: Proc. Technical Committee Meeting on High Temperature Reactors. Vienna, IAEA, 1977, TC-109/3.
3. Атомная наука и техника в СССР. М., Атомиздат, 1977, с. 100.
4. Старизный Е. С., Брегер А. Х. «Атомная энергия», 1970, т. 28, вып. 6, с. 492.
5. Perkins J., King R. «Nucl. Sci. Engng», 1958, v. 3, p. 726.
6. Майенштейн Ф. и др. В кн.: Труды II Женевск. конф. Докл. иностр. ученых. М., Атомиздат, 1959, т. 2, с. 297.
7. Sasamoto N., Nemoto T. «Nucl. Engng Design.», 1975, v. 32, N 2, p. 252.
8. Маркина М. А., Старизный Е. С., Брегер А. Х. «Атомная энергия», 1978, т. 44, вып. 6, с. 525.

вершенством экспериментальных методов. В большинстве случаев данные завышены в несколько раз сверх уровня естественного турбулентного обмена вследствие неконтролируемых отклонений от правильной геометрии и вызываемых ими межканальных перераспределений потока, искусственного усиления эффектов межканального перемешивания за счет возмущения потока экспериментальной техникой, рассеяния потока элементами промежуточного дистанционирования стержней и неучета молекулярных эффектов.

В настоящей работе описывается исследование, в котором обращено серьезное внимание на надежность экспериментального метода и обеспечение минимальных отклонений от правильной геометрии. Исследования выполнены с использованием воздуха на пучке из 37 шлифованных трубок ($d = 11,9$ мм; $L = 1$ м; $x = 1,14$) в диапазоне Re от 7660 до 30450 на основе фреоновой методики. Описание экспериментальной модели, метода исследования и данные для $Re = 14500$ представлены в работе [1]. На рисунке показана полученная ниспадающая зависимость M от Re . Значения M соответствуют нижней границе имеющихся экспериментальных данных, хотя, возможно, слегка завышены.

В целях дополнительного гидродинамического контроля проведено исследование коэффициента трения λ и распределения скорости по оси каналов пучка. Значения λ хорошо согласуются с расчетными рекомендациями [4] для пучков гладких стержней. В области развитого турбулентного течения (Re от 7000 до 30000) с разбросом $\pm 1-2\%$ эти значения располагаются на графике параллельно зависимости Блазиуса для гладких круглых труб на 5,5% выше последней. Изменения скорости по длине всех каналов были малы. Только



Сравнение экспериментальных данных с расчетом по формуле (2):

● — M_M^* (настоящая работа); ○ — M_T^* для сплава NaK, $x = 1,13$ [3]; 1—3 — соответственно расчет M (для $x = 1,14$), M_M^* (настоящая работа) и M_T^* (для условий [3])

в средней части пучка в области расположения дистанционирующих выступов во всех каналах зафиксированы локальный скачок скорости на 2% и небольшое падение давления. Тщательные исследования, выполненные одновременно на жидкометаллическом теплоносителе [3], дали близкие результаты (см. рисунок).

Из анализа экспериментальных и расчетно-теоретических работ можно сделать некоторые предварительные выводы. Турбулентный межканальный теплообмен в несколько раз ниже, чем это следует из большинства опубликованных данных. Влияние вторичных течений на межканальный теплообмен в правильных решетках стержней довольно велико, но до последнего времени существенно завышалось ввиду указанных причин. Составляющая, обусловленная вторичными течениями, возрастает с уменьшением x ниже 1,4, компенсируя уменьшение пульсационной турбулентной составляющей. Благодаря этому степень турбулентного теплообмена остается примерно на одном уровне: $M = 0,002 \div 0,003$ вплоть до $x = 1,05$, соответствующего нижней границе имеющихся данных. Обычное пренебрежение молекулярными эффектами недопустимо при использовании и обобщении экспериментальных данных в области $Pr \ll 1$, $Sc \ll 1$ и при $Re \leq 10^4$, $x \leq 1,1$.

Введем понятия коэффициентов межканального тепло- и массообмена:

$$M_T^* = k_T M + M_T^{\lambda}, \quad M_M^* = k_M M + M_M^{\lambda}, \quad (2)$$

УДК 539.172.4

Резонансный интеграл захвата нейтронов на ^{244}Pu

ДРУЖИНИН А. А., КРЫЛОВ Н. Г., ЛЬВОВ А. А., ОДИНЦОВ Ю. М., СУМАТОХИН В. Л.

Для выбора оптимального способа получения нуклидов трансплутониевых элементов реакторным методом необходимо знать значения сечений нейтронных реакций для всех нуклидов в цепочках накопления. Цель настоящей работы — измерение резонансного интеграла захвата нейтронов на ^{244}Pu .

где t — теплообмен; m — массообмен; * — с учетом молекулярных эффектов; λ — теплопроводность; d — диффузия. В исследованиях на жидком металле [3] вклад M_T^{λ} учитывался, в исследованиях на воде и воздухе вкладом M_T^{λ} и M_M^{λ} пренебрегают. В обоих случаях принимается эквивалентность между межканальным обменом молями жидкости, теплом и массой примеси, что строго выполняется лишь при плоском профиле температуры и концентрации в пределах каналов.

В формуле (2) неэквивалентность обмена учитывается коэффициентами k_T и k_M , зависящими, очевидно, от геометрии пучка, типа межканального взаимодействия, значений Re , Pr , Sc , x . Значение M в формуле (2) соответствует действительному межканальному расходу жидкости. С учетом данных ФЭИ примем в первом приближении $k_T = 0,7$ для $Pr \ll 1$. Учитывая данные [3], уточним соотношение [4] для M путем корректировки эффективного расстояния межканального тепло-массообмена $Z_{ij} = (1,08x^2 - 1) \delta_{ij}$, где δ_{ij} — расстояние между центрами смежных каналов. Соотношения для M_T^{λ} и M_M^{λ} для $Pr \gg 1$, $Sc \gg 1$ получим, используя в работе [1] вместо ϵ_v эффективную вязкость ($\epsilon_v + \nu$) и приняв указанное выражение для Z_{ij} . Для жидкостей с $Pr \ll 1$ соотношение для M_T^{λ} примем согласно Гинзбергу и Франсу [2]. Тогда $M = 0,0436 (x - 1) [1 + (x - 1)^{0,3} 0,5 x^{-1} (1,08x^2 - 1)^{-1} Re^{-0,2}]$.

Для $Pr \gg 1$, $Sc \gg 1$ $M_T^{\lambda} = M_M^{\lambda} = 5,66x^{-1} (1,08x^2 - 1)^{-1} Re^{-1,075}$, $k_T = k_M = 1$; для $Pr \ll 1$ $M_T^{\lambda} = 6,7 (x - 1) x^{-1} (Re Pr)^{-1}$, $k_T = 0,7$.

Соотношение (2) может быть использовано для инженерных оценок коэффициентов турбулентного гидротепло- и массообмена в правильных треугольных решетках гладких цилиндрических стержней в диапазоне $1,05 \leq x \leq 1,4$ и $5 \cdot 10^3 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5$.

Поступило в Редакцию 30.10.78
В окончательной редакции 15.12.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Габрианович Б. Н., Рухадзе В. К. В кн.: Теплофизические исследования. Т. 3. М., изд. ВИМИ, 1977, с. 23.
2. Жуков А. В. и др. Препринт ФЭИ-413. Обнинск, 1973.
3. Жуков А. В. и др. Препринт ФЭИ-757. Обнинск, 1977.
4. Ушаков П. А. «Теплофизика высоких температур», 1974, т. 12, № 1, с. 103.