

УДК 621.039.51 : 539.125.52

## Чувствительность характеристик гибридного реактора к спектрам вторичных нейтронов

МАРКОВСКИЙ Д. В., ШАТАЛОВ Г. Е.

Исследование связи погрешностей ядерных данных и результатов расчета нейтронно-физических характеристик различных моделей представляет значительный интерес с точки зрения оценки неопределенности параметров проектируемых систем и стратегии уточнения ядерных данных. Эта проблема интенсивно разрабатывалась для быстрых реакторов [1—3].

Для оценки погрешности, обусловленной ядерными данными, следует иметь коэффициенты чувствительности рассматриваемых функционалов к варьируемым данным и матрицу погрешностей этих данных. Информация о погрешностях возникает на стадии оценки ядерных данных. Для получения коэффициентов чувствительности необходимы специальные расчеты, ориентированные на определенные типы систем, материалов и данных.

Наибольшая погрешность нейтронных данных при расчетах бланкета соответствует диапазону 0,1—15 МэВ, хуже исследованному, чем в области низких энергий, важной для реакторов деления. Здесь существенны не только подробное описание сечений, но и данные по анизотропии рассеяния, спектрам и выходам вторичных нейтронов неупругих процессов. В расчетах чувствительности в принципе могут варьироваться все эти параметры. Наибольшее число работ посвящено исследованию чувствительности к сечениям [4—6].

Чувствительность к спектрам вторичных нейтронов для модели «чистого» термоядерного реактора (без делящегося вещества) рассматривалась в работах [6—8]. В настоящей работе изучается чувствительность скорости делений, источника деления и выхода трития в бланкете гибридного реактора к возмущениям спектров вторичных нейтронов реакций  $^{238}\text{U}(n, 2n)$ ;  $^{238}\text{U}(n, 3n)$ ;  $\text{Fe}(n, 2n)$ , а также спектров неупругорассеянных нейтронов с возбуждением континуума уровней  $^{238}\text{U}(n, n')$  const;  $\text{Fe}(n, n')$  const. В расчетах использовались оцененные нейтронные данные библиотеки ENDF [9] в диапазоне 0,1—14,1 МэВ и 21-групповая система констант [10] ниже 0,1 МэВ.

### Метод расчета

**Уравнение переноса нейтронов.** Пространственно-энергетическое распределение потока нейтронов в задаче с внешним источником удовлетворяет уравнению

$$\hat{H}\psi(x) + S(x), \quad (1)$$

где  $\hat{H}$  — оператор переноса;  $\psi(x)$  — поток ней-

тронов в фазовой координате  $x = (r, E)$ ;  $S(x)$  — поток нерассеянных нейтронов от внешнего источника. Записав решение в виде разложения в ряд по поколениям нейтронов

$$\psi(x) = \sum_i \psi_i(x) \quad (2)$$

и представив  $\hat{H}$  в виде суммы операторов:  $\hat{h}$ , описывающего перенос нейтронов, и  $\hat{f}$ , описывающего источник нейтронов деления, получим

$$\psi(x) = \psi_1(x) + \sum_{i=2} \psi_i(x), \quad (3)$$

где

$$\psi_1(x) = \hat{h}\psi_1(x) + S(x); \quad (4)$$

$$\psi_i(x) = \hat{h}\psi_i(x) + \hat{f}\psi_{i-1}(x), \quad i > 1. \quad (5)$$

Уравнение для нейтронов деления (5) может быть достаточно точно решено методом сферических гармоник в  $P_1$ -приближении с 21-групповыми константами [10]. Для нахождения потока нейтронов от внешнего источника  $\psi_1$  в области высоких энергий необходимы более точные приближения. В настоящей работе использовались метод Монте-Карло с подробной системой констант при высоких энергиях и  $P_1$ -приближение ниже некоторой граничной энергии ( $E_{гр} = 0,1$  МэВ). Тогда

$$\psi_1(x) = \psi_1^{(1)}(x) + \psi_1^{(2)}(x);$$

$$\psi_1^{(1)}(x) = \hat{h}_1\psi_1^{(1)}(x) + S(x);$$

$$\psi_1^{(2)}(x) = \hat{h}_2\psi_1^{(2)}(x) + \hat{h}_{12}\psi_1^{(1)}(x),$$

где  $\hat{h}_1, \hat{h}_2$  — операторы, описывающие перенос нейтронов в энергетических интервалах (14,1 МэВ,  $E_{гр}$ ) и ( $E_{гр}, E_T$ );  $\hat{h}_{12}$  определяет источник нейтронов, замедлившихся ниже энергии  $E_{гр}$ .

Обозначив для удобства

$$\varphi_1(x) = \psi_1^{(1)}(x);$$

$$\varphi_2(x) = \psi_1^{(2)} + \sum_{i=2} \psi_i(x),$$

запишем решение уравнения (1) в виде

$$\varphi_1(x) = \hat{h}_1\varphi_1(x) + S(x); \quad (6)$$

$$\varphi_2(x) = \hat{h}_2\varphi_2(x) + \hat{f}_1\varphi_1(x) + \hat{f}_2\varphi_2(x) + \hat{h}_{12}\varphi_1(x), \quad (7)$$

где потоки нейтронов  $\varphi_1(x)$  и  $\varphi_2(x)$  могут рассчитываться в различных приближениях с использованием различных библиотек ядерных данных.

Для нахождения  $\varphi_1$  в области энергии выше  $E_{гр}$  методом Монте-Карло решали точное уравнение переноса нейтронов. Константы для этой области энергии подготавливались с помощью программы NEDAM [11] из констант, содержащихся в файлах

оцененных данных. Ядра рассеяния на элементах являются непрерывными функциями угла рассеяния и энергии нейтронов до и после рассеяния, вероятности процессов кусочно-непрерывны по энергии нейтрона до соударения. Компонент потока нейтронов  $\varphi_2$  в выражении (7) определяли из решения уравнения переноса методом сферических гармоник в  $P_1$ -приближении.

**Расчет коэффициентов чувствительности.** Нейтронно-физические характеристики рассчитываемой модели обычно являются линейными функционалами типа скоростей реакций, которые для интегралов или сумм по всему фазовому пространству могут быть представлены в виде скалярного произведения  $R(\Sigma_R, \varphi)$ . Относительное изменение  $R$ , соответствующее относительному изменению некоторых ядерных данных  $\sigma_i$ :

$$R_{R,i} = (\sigma_i/R) (\delta R/\delta \sigma_i),$$

называется чувствительностью  $R$  к данным  $\sigma_i$ .

Значения  $\delta R$  рассчитывались методом коррелированной выборки [12]. Расчет исходной и возмущенной систем проводился по одному и тому же набору траекторий нейтронов, а изменение свойств ядра рассеяния в возмущенной системе учитывалось введением веса.

Оператор  $\hat{h}_1$  в уравнении (6) имеет вид

$$\hat{h} = \int K(x', x) dx';$$

$$K = C(E', E, \mathbf{r}) T(\mathbf{r}, \mathbf{r}, E),$$

где  $C$  описывает изменение энергии, угла и числа частиц при столкновениях, а  $T$  — перемещение нейтронов между столкновениями.

Решение уравнения (6) можно представить в виде ряда Неймана по столкновениям:

$$\varphi_1 = \sum_i \varphi_1^i(x);$$

$$\varphi_1^i(x) = \int \varphi_1^{i-1}(x') K(x, x') dx' =$$

$$= \int \dots \int S(x_1) K(x_1, x_2) \dots K(x_{i-1}, x) dx \dots dx_{i-1}.$$

(8)

Решение для возмущенной системы имеет вид

$$\varphi_1' = \sum_i \int \dots \int S(x_1) K'(x_1, x_2) \dots$$

$$\dots K'(x_{i-1}, x) dx_1 \dots dx_{i-1}.$$

Введя в рассмотрение вес  $i$ -го столкновения

$$\omega_i = K'(x_{i-1}, x_i)/K(x_{i-1}, x_i),$$

можно представить возмущенный поток в виде

$$\varphi_1' = \sum_i \int \dots \int S(x_1) \omega_i K(x_1, x_2) \dots$$

$$\dots \omega_{i-1} K(x_{i-1}, x) dx_1 \dots dx_{i-1}.$$

(9)

Из сравнения (8) и (9) следует, что оценка  $\varphi_1'$  может быть сделана на той же серии траекторий,

что и  $\varphi_1$ , однако на каждом столкновении оценочная функция должна быть умножена на

$$W_i = \prod_{k=1}^{i-1} \omega_k.$$

Так как оценки  $\varphi_1$  и  $\varphi_1'$  в этом случае сильно коррелированы, погрешность расчета отклонения функционала  $\delta R_1$  может быть значительно меньше статистической погрешности  $R_1$ .

Одновременно с оценкой  $\delta R$  можно получить и возмущение источника, используемого для расчета  $\varphi_2$ :

$$\delta S_{12} = (\hat{f}_1 + \hat{h}_{12}) [\varphi_1'(x) - \varphi_1(x)].$$

Вариацию  $R$  окончательно можно записать в виде

$$\delta R = \delta(\Sigma_R, \varphi) = (\delta \Sigma_{R_1}, \varphi_1) + (\Sigma_{R_1}, \delta \varphi_1) +$$

$$+ (\delta \Sigma_{R_2}, \varphi_2) + (\Sigma_{R_2}, \delta \varphi_2).$$

Первый и второй члены этого выражения определяются в коррелированном расчете, третий равен нулю, последний рассчитывается в  $P_1$ -приближении с возмущением источника  $\delta S_{12}$ .

**Учет возмущений.** Расчеты проводились по модифицированной программе BLANK [13], реализующей описанные выше методы решения уравнения переноса нейтронов и коррелированной оценки. Константы для расчетов в диапазоне 0,4—14,1 МэВ подготавливались по программе NEDAM [11] из файлов оцененных данных библиотеки ENDL. В рабочих константах использовались библиотечные спектры вторичных нейтронов, преобразованные к аргументу  $x = E/E'_i$  и отнесенные к диапазонам, ограниченным соседними значениями  $E'_i$ , где  $E'_i$  — дискретные значения начальной энергии. Возмущенный спектр нейтронов  $p'(x)$  получался сжатием исходного спектра  $p(x)$  по соотношению

$$p'(x) = \begin{cases} cp(cx), & x \leq a/c; \\ 0, & x > a/c, \end{cases}$$

где  $a$  — верхняя граница исходного спектра;  $c$  — коэффициент сжатия. Такой подход дает возможность деформировать распределения произвольной формы. В этом случае  $\bar{x}' = \frac{1}{c} \bar{x}$ , или для спектра с температурой  $T$   $T' = \frac{1}{c} T$ , а относительное изменение данных, т. е. «жесткости» спектра:

$$f = \frac{\delta \bar{x}}{\bar{x}} = \frac{\delta T}{T} = \frac{1-c}{c}.$$

Во всех расчетах задавалось  $c = 1,2$ , что соответствует «смягчению» спектра. Для изучения зависимости чувствительности от энергии нейтронов до соударения веса нейтронов изменялись только в диапазоне от заданного порога  $E'_{\text{мин}}$  до 14,1 МэВ. Чувствительность к такому изменению спектров  $S(E'_{\text{мин}})$  далее [называется интегральной. Дифференциальная чувствительность  $s(E')$  связана с интегральной соотношением

$$s(E') = -\partial S(E'_{\text{мин}})/\partial E'_{\text{мин}}.$$

Таблица 1

Композиция blankets

Номер зоны	Толщина зоны, см	Ядерные концентрации, $10^{-24}$					
		$^6\text{Li}$	$^7\text{Li}$	C	O	Fe	$^{238}\text{U}$
1	200	—	—	—	—	—	—
2	0,5	—	—	—	—	0,0848	—
3	1,1	—	—	—	—	0,0077	—
4	20	—	—	0,0163	—	0,0072	0,0163
5	1,3	—	—	—	—	0,0182	—
6	15	0,0188	0,0188	—	0,0141	0,0168	—
7	0,7	—	—	—	—	0,0121	—
8	35	—	—	0,0642	—	—	—
9	0,4	—	—	—	0,0212	—	—
10	10	0,0163	0,0163	—	0,0123	0,0165	—
11	0,8	—	—	—	—	0,0106	—

Таблица 2

Основные функционалы модели

Поток	Диапазон энергии, МэВ	$n, 2n$	$n, 3n$	Источник деления	Положение	Уточка	Число делений	Выход трития
$\Phi_1$	0,1—14,1	0,267	0,092	1,296	0,761	0,014	0,325	0,276
$\Phi_2$	0—10,5	—	—	0,369	2,33	0,011	0,138	1,122
$\Phi_1 + \Phi_2$	0—14,1	0,267	0,092	1,665	3,091	0,025	0,463	1,398

Результаты расчетов

Для расчетов был выбран вариант гибридного blankets [14], в котором в качестве делящегося материала используется карбид  $^{238}\text{U}$ , а для воспроизводства трития принята окись лития (табл. 1). В рабочей системе констант для расчетов методом Монте-Карло принято разбиение диапазона 0,1—14,1 МэВ на 18 групп для вероятностей процессов и на 8 групп в описании анизотропии упругого рассеяния. Спектры вторичных нейтронов каждой реакции описывались заданием 36 равновероятных значений вторичной энергии для каждого диапазона первичной энергии, указанного в файлах оцененных данных.

Все расчеты проведены для 10 000 историй. Основные функционалы невозмущенной модели с нормировкой на один нейтрон источника в плазме представлены в табл. 2. Интегральные коэффициенты чувствительности скорости делений  $n_f$ , источника нейтронов деления  $Q_f$  и выхода трития  $k_T$  приведены в табл. 3 и 4 в зависимости от  $E'_{\text{мин}}$ . Статистические погрешности функционалов и отклонений их коррелированных значений оценивались непосредственно в расчете методом Монте-Карло и составляют  $\sim 1\%$  для функционалов и в зависимости от эффекта от 10 до 60% для отклонений.

Как следует из табл. 3 и 4, наибольшее влияние на основные функционалы гибридного реактора

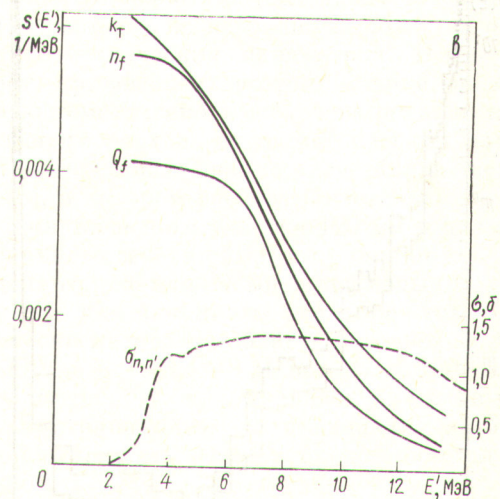
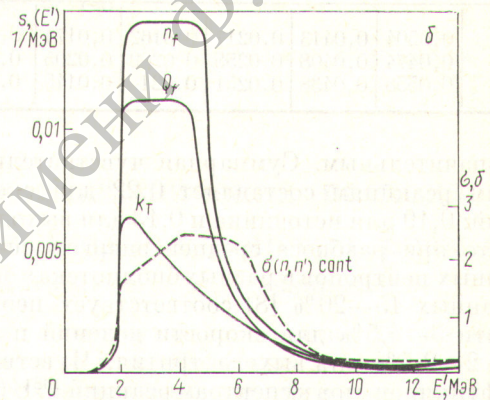
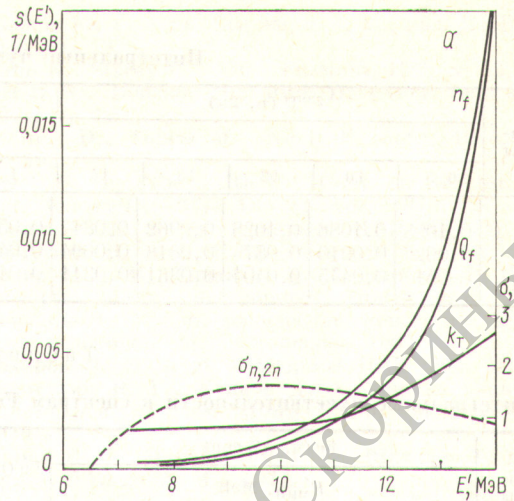


Рис. 1. Дифференциальная чувствительность к спектрам нейтронов реакций  $^{238}\text{U}(n, 2n)$  (а);  $^{238}\text{U}(n, n')$  cont (б) и Fe  $(n, n')$  cont (в)

оказывают спектры вторичных нейтронов реакций  $^{238}\text{U}(n, 2n)$ ;  $^{238}\text{U}(n, n')$  cont; Fe  $(n, n')$  cont, для которых вклад в скорость делений на  $^{238}\text{U}$  может

Интегральные чувствительности к спектрам  $^{238}\text{U}$ 

Параметры	$^{238}\text{U} (n, 2n)$					$^{238}\text{U} (n, n') \text{ cont}$							$^{238}\text{U} (n, 3n)$
	$E'_{\text{мин}}, \text{МэВ}$												
	6,5	10	12	13	14	1	2	3	5	6	8	14	14
$n_f$	0,1098	0,1086	0,1028	0,0962	0,0817	0,0581	0,0578	0,0438	0,0148	0,0122	0,0073	0,0066	0,0118
$Q_f$	0,092	0,0910	0,087	0,0816	0,0694	0,0458	0,0457	0,0359	0,0142	0,0121	0,0080	0,0079	0,0084
$k_T$	0,051	0,0445	0,0404	0,0361	0,0311	0,0142	0,0155	0,00523	0,00376	0,00176	-0,00524	-0,0069	0,0258

Таблица 4

Интегральные чувствительности к спектрам Fe

Параметры	Fe (n, n') cont					Fe (n, 2n)
	$E'_{\text{мин}}, \text{МэВ}$					
	2	4	8	12	14	14
$n_f$	0,0504	0,0413	0,0217	0,0162	0,0174	0,00162
$Q_f$	0,0474	0,0408	0,0255	0,0209	0,0205	0,00103
$k_T$	0,0558	0,0438	0,0251	0,021	0,0145	0,0127

быть значительным. Суммарная чувствительность по этим реакциям составляет 0,22 для скорости делений; 0,19 для источника и 0,13 для выхода трития, что при разбросе средней энергии спектров вторичных нейтронов в разных библиотеках оцененных данных 15—20% [8] соответствует неопределенности 3—4,5% для скорости делений и источника и 2—2,5% для выхода трития. Чувствительность функционалов к спектрам реакций  $^{238}\text{U} (n, 3n)$

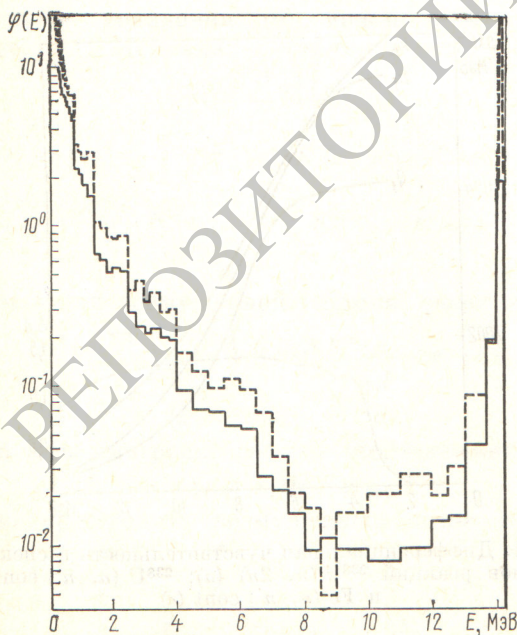


Рис. 2. Спектры нейтронов в бланкете: --- — первая стенка; — — урановая зона

и Fe (n, 2n) значительно меньше вследствие более низких сечений этих реакций и энергии вторичных нейтронов.

На рис. 1 приведены кривые дифференциальной чувствительности к спектрам реакций  $^{238}\text{U} (n, 2n)$ ;  $^{238}\text{U} (n, n') \text{ cont}$  и Fe (n, n') cont в диапазоне от порога до 14,0 МэВ, полученные дифференцированием гладких кривых, проведенных по данным табл. 3 и 4. Коэффициенты чувствительности в диапазоне 14—14,1 МэВ могут быть получены непосредственно из табл. 3 и 4.

Дифференциальная чувствительность скорости делений и источника к спектру нейтронов реакции  $^{238}\text{U} (n, 2n)$  имеет резкий подъем выше 11 МэВ, что соответствует форме спектра нейтронов в урановой зоне, приведенного на рис. 2. Как следует из табл. 3, на долю нейтронов энергией выше 14 МэВ приходится 75% интегральной чувствительности скорости делений и ~60% чувствительности выхода трития.

Нейтроны неупругого рассеяния с возбуждением континуума уровней на  $^{238}\text{U}$  дают наибольший вклад в функционалы при энергии до соударения в диапазоне 2—6 МэВ, и только 15—20% вклада соответствует энергии выше 14 МэВ. Это согласуется с положением максимума сечения реакции и подъемом потока нейтронов при энергии ниже 6 МэВ (см. рис. 2).

Чувствительность к спектрам нейтронов реакции Fe (n, n') cont приблизительно на треть обусловлена взаимодействием с первой стенкой нейтронов источника энергией 14,1 МэВ. При более низкой энергии чувствительность растет с уменьшением энергии, следуя спектру нейтронов в урановой зоне.

**Заключение.** В тех случаях, когда уравнение переноса нейтронов решается методом Монте-Карло, применение к расчету коэффициентов чувствительности методики коррелированной выборки позволяет путем несложного изменения алгоритма получить достаточную для оценок точность расчета дифференциальных эффектов. Этот метод наиболее удобен, когда различие ядер интегрального уравнения, соответствующих основной и возмущенной задаче, может быть учтено введением весовой функции, а области определения ядер совпадают. Это соответствует случаям возмущения числа

вторичных нейтронов, их спектров или сечения поглощения.

Полученные в расчетах коэффициенты чувствительности показывают, что в гибридном реакторе наибольшее влияние на основные функционалы оказывают спектры вторичных нейтронов реакций  $^{238}\text{U}(n, 2n)$ ;  $^{238}\text{U}(n, n')$  cont; Fe  $(n, n')$  cont, для которых вклад в скорость делений на  $^{238}\text{U}$  и соответственно в размножение нейтронов на один нейтрон источника может быть значительным. Неопределенности функционалов, обусловленные неточностью спектров 15—20%, для рассматриваемой модели гибридного реактора оцениваются в 3—4,5% для скорости делений и 2—2,5% для выхода трития.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Usachev L. «J. Nucl. Engng, A/B», 1964, v. 18, p. 371.
2. Усачев Л. Н., Бобков Ю. Г. В кн.: Труды конф. «Нейтронная физика». Ч. I. Киев, «Наукова думка», 1972, с. 47.

3. Бобков Ю. Г. и др. Там же, ч. I. М., изд. ЦНИИатоминформ, 1976, с. 76.
4. Conn R., Stacey W. «Nucl. Fussion», 1973, v. 13, p. 185.
5. Gerstl S., Dudziak D., Muir D. «Nucl. Sci. Engng», 1977, v. 62(1), p. 137.
6. Steiner D., Tobias M. «Nucl. Fussion», 1974, v. 14, p. 153.
7. Gerstl S. In: Proc. Fifth Int. Conf. on Reactor Shielding, Knoxville, TN, 18—22 Apr. 1976.
8. Котов В. В. и др. Препринт ИАЭ-2817. М., 1977.
9. Howerton R. e.a. UCRL-50400, 1971, v. 4.
10. Захарова С. М., Сивак Б. Н., Тоншинский Г. Н. Бюл. информ. центра по ядерным данным. Вып. 3. Приложение 1. Ядерно-физические константы для расчета реакторов. М., Атомиздат, 1967.
11. Захаров Л. Н. и др. Препринт ИАЭ-2994. М., 1978.
12. Золотухин В. Г., Усиков Д. А. Оценка реакторных параметров методом Монте-Карло. М., Атомиздат, 1979.
13. Марин С. В., Марковский Д. В., Шаталов Г. Е. Препринт ИАЭ-2832. М., 1977.
14. Kotov V., Shatalov G. In: Proc. of a US-USSR Symp. on Fusion-Fission Reactors. Liwermore, 13—16 July, 1976, p. 129.

Поступила в Редакцию 4.06.79

УДК 621.039.587

## Исследование характеристик вставок ограничения расхода при моделировании аварийной разгерметизации контура реактора

ТИХОНЕНКО Л. К., КАРАСЕВ Э. К., ЛУТОВИНОВ С. З., ГАБАРАЕВ Б. А., ТРУБКИН Е. И.

Вопрос ограничения расхода теплоносителя в условиях аварийной разгерметизации контура — один из самых актуальных. В патентной литературе предложено несколько решений этой задачи [1, 2]. Как правило, это либо предохранительные устройства, обеспечивающие автоматическое перекрытие проходного сечения трубопровода в момент аварийной разгерметизации контура, либо сопла типа трубы Вентури, которые не перекрывают, а лишь ограничивают аварийный расход теплоносителя. Последние более перспективны с точки зрения надежности, так как в них отсутствуют подвижные элементы. Вместе с тем всегда следует учитывать, что в номинальном режиме работы реактора подобные сопла являются «паразитными» сопротивлениями, поэтому при выборе геометрии проточной части сопла необходимо не только обеспечить достаточно эффективное ограничение расхода теплоносителя в аварийном режиме, но и гарантировать низкое гидравлическое сопротивление в условиях нормальной эксплуатации.

Проектирование ограничительных сопел требует соответствующей информации о течении теплоносителя в условиях аварийного и нормального режимов работы реактора. Обилие факторов, определяющих течение в упомянутых случаях, затрудняет теоретические исследования, в которых используются, главным образом, приближенные модели [3, 4]: равновесный гомогенный поток, течение

со скольжением фаз, течение метастабильной жидкости и т. п. Подобные модели согласуются с экспериментом только в отдельных узких диапазонах параметров. Имеющиеся сведения об экспериментальных работах (см. табл. 1) указывают на разрозненность исследованных областей режимных и геометрических параметров. Ни в одной из работ, приведенных в этой таблице, не проводилось систематического исследования зависимости критического расхода от геометрических параметров. Некоторое исключение представляет исследование [6], в котором рассматривается сопло с длиной цилиндрического участка 120 мм и диаметром минимального сечения 19,0 мм. Однако эта работа проведена только для насыщенной воды ( $\Delta t_{s0} = 0$ ). Между тем, для канальных реакторов типа РБМК практически интересна область параметров  $\Delta t_{s0} = 0-30^\circ\text{C}$ ,  $p_0 = 0,1-9\text{ МПа}$  и  $d_r \leq 150\text{ мм}$ . Как следует из табл. 1, этот диапазон почти не исследован. Экстраполяция же имеющихся эмпирических данных на эту область представляется неоправданной.

В настоящей статье представлены результаты экспериментального исследования зависимости критических расходных характеристик сопел типа трубы Вентури от геометрических факторов (диаметр и длина цилиндрической горловины сопла, угол раскрытия конического диффузора) и от режимных параметров (давление и недогрев воды