

что легко устанавливается непосредственно из определения преобразования Лапласа.

Отметим, что при отсутствии взаимодействия реакторов (все  $\kappa_{ij}=0$ ) уравнение (4) распадается на  $M$  независимых уравнений

$$w_1(s) = 0, \dots, w_M(s) = 0,$$

каждое из которых является характеристическим уравнением для отдельного реактора, изолированного от других реакторов связки.

Условия устойчивости связки реакторов сформулируем в виде следующего утверждения.

Нулевое решение системы (2), а следовательно, и стационарный режим связки реакторов асимптотически устойчив, если

$$\operatorname{Re} w_i(s) > 0 \text{ при } \operatorname{Re} s \geq 0; i = 1, \dots, M. \quad (6)$$

Доказательство заключается в непосредственной проверке условий (1) при

$$\psi_{ii} = w_i(s) + \sum_{j=1}^M \kappa_{ij}; \quad \psi_{ij} = -\kappa_{ij}\Phi_{ij}(s); \\ i \neq j; i = 1, \dots, M.$$

Учитывая условия (5) и (6), имеем:

$$|\psi_{ii}| = \sqrt{[\operatorname{Re} w_i(s) + \sum_{j=1}^M \kappa_{ij}]^2 + [\operatorname{Im} w_i(s)]^2} > \\ > \sum_{j=1}^M \kappa_{ij} \geq \sum_{j=1}^M \kappa_{ij} |\Phi_{ij}(s)| = \sum_{j=1}^M |\psi_{ij}|; \\ i \neq j; i = 1, \dots, M.$$

Таким образом, неравенства (1) выполнены; следовательно, при условиях (6) уравнение (4) не имеет корней с  $\operatorname{Re} s \geq 0$ . Утверждение доказано\*.

\* В условиях (6) можно допустить знаки равенства, но оговорить отсутствие нулевых корней уравнения (4). Такая оговорка вполне естественна, так как при наличии нулевых корней используемая здесь теория устойчивости «в малом» неприменима.

Дадим характеристику полученных результатов.

1. Вывод о расположении корней уравнения  $\det \{\psi_{ij}(s)\} = 0$  в левой полуплоскости  $s$  [при выполнении условий (1)] является непосредственным обобщением достаточного условия устойчивости, полученного в работе [3] для линейризованных систем с сосредоточенными параметрами [в работе [3]  $\psi_{ij}(s) = a_{ij} = \text{const}$ ;  $\psi_{ii}(s) = s + a_{ii}$ ;  $a_{ii} = \text{const}$ ].

2. Условия устойчивости (6) — непосредственное обобщение работы [2], в которой иным способом получен аналогичный результат для частного случая двух связанных реакторов. Устойчивость связки произвольного числа разных реакторов в литературе не рассматривалась.

3. Условия устойчивости (6) получены для любых физических реализуемых значений коэффициентов связи  $\kappa_{ij}$  и любых законов нейтронного взаимодействия [удовлетворяющих естественным неравенствам (3)].

4. Критерий (6) является достаточным; он заключается в выполнении достаточных условий устойчивости для каждого из  $M$  реакторов, входящих в состав связки.

5. Критерий устойчивости не является чрезмерно жестким; он менее ограничен, чем частотный критерий Велтона для отдельного реактора [2]. Проверка условий (6) проста: при некоторых оговорках она сводится к проверке частотного условия

$$\operatorname{Re} w_i(j\omega) > 0 \text{ при всех } \omega \geq 0$$

для каждого реактора связки ( $i = 1, \dots, M$ ).

Поступило в Редакцию 7/II 1973 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Пароди М. Локализация характеристических чисел матриц и ее применение. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
2. Горяченко В. Д. К устойчивости связанных ядерных реакторов. — «Атомная энергия», 1971, т. 30, вып. 4, с. 381.
3. Добронравов В. В. О построении достаточных критериев устойчивости. — «Автоматика и телемеханика», 1956, т. 17, № 3, с. 211—216.

## О роли коэффициента аккомодации в контактном теплообмене

ХАРИТОНОВ В. В., КОКОРОВ Л. С., ДЕЛЬВИН Н. Н.

УДК 621.039.517.5

Простейшая оценка термической проводимости  $\alpha$  через слой  $\delta$  показывает, что величина  $\alpha$  прямо пропорциональна теплопроводности  $\lambda$  слоя

$$\alpha = \lambda/\delta. \quad (1)$$

Однако на основании проанализированных в работе [1] результатов стендовых и внутриреакторных экспериментов был сделан неожиданный на первый взгляд вывод: проводимость зазора между горючим и оболочкой в твэлах не зависит от состава газовой среды, находящейся в оболочке. Оказывается неоправданным и предположение об ухудшении рабочих характеристик вследствие изменения состава газа при работе твэлов [1].

Мы попытаемся объяснить эти результаты особенностями взаимодействия газа со стенками зазора.

Длина температурного скачка на границе газ — твердое тело [2] составляет величину порядка

$$\delta_T \approx l/\xi, \quad (2)$$

где  $l$  — длина свободного пробега молекул газа;  $\xi$  — коэффициент аккомодации, характеризующий среднюю долю энергии, обмениваемой за одно столкновение между газом и твердым телом на их границе. Так, для гелия при нормальном давлении и температуре  $1000^\circ \text{C}$  величина  $l \approx 1$  мкм. Если  $\xi = 0,01$ , то  $\delta_T = 0,1$  мкм. Если  $\delta_T$  превышает среднюю толщину газового зазора  $\delta$ ,

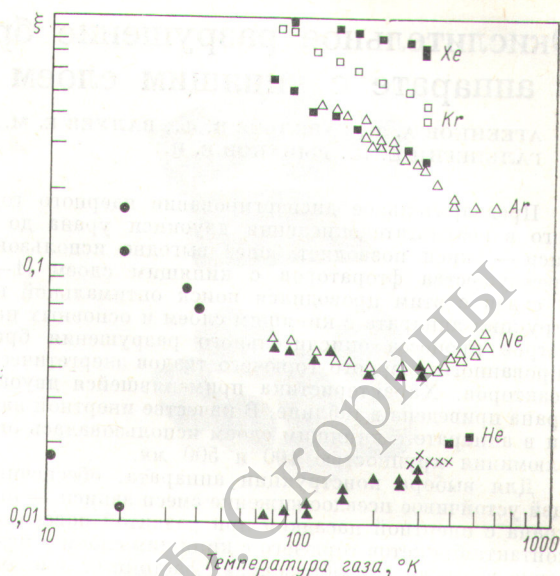
термическую проводимость последнего вместо (1) можно оценивать в первом приближении следующим выражением:

$$\alpha \approx \xi \lambda / l. \quad (3)$$

Известно, что коэффициент теплопроводности газов находится в обратной зависимости от их атомного веса  $m$ ; отношение  $\lambda/l \sim 1/\sqrt{m}$ .

Величина  $\xi$  зависит от свойств газа и твердого тела, а также от параметров их атомного взаимодействия. На рисунке показана температурная зависимость коэффициента аккомодации инертных газов на чистых поверхностях вольфрама, построенная по экспериментальным данным различных авторов из работы [3] \*. Как видно из рисунка, значение  $\xi$  в отличие от коэффициента теплопроводности газов тем больше, чем больше атомный вес газа. Это справедливо как для чистых, так и для загрязненных поверхностей твердых тел (см. таблицу).

Таким образом, коэффициенты аккомодации различных газов на данной поверхности при одинаковой температуре связаны обратной зависимостью с их коэффициентами теплопроводности. Вследствие этого термическая проводимость (3) газовых зазоров, толщина которых не больше длины (2) температурного скачка, слабо зависит от природы газа (см. таблицу). Перенос части тепла излучением и через места непо-



Температурная зависимость величины  $\xi$  инертных газов на чистых поверхностях вольфрама.

Термическая проводимость (3) газовых зазоров при  $T=500^\circ\text{K}$ , давлении  $0,1\text{ атм}$  и  $\delta_T/\delta > 1$

Газ, в зазоре	He	Ne	Ar	Kr	Xe	Материал стенки
$\xi\lambda, \text{ мвт/м}\cdot\text{град}$	4,6	3,2	4,0	3,1	4,1	Чистый вольфрам *
$\alpha, \text{ квт/м}^2\cdot\text{град}$	1,5	2,0	3,4	2,9	4,0	
$\xi\lambda, \text{ мвт/м}\cdot\text{град}$	0,20	0,47	0,72	0,78	0,82	Платина с адсорбированным на поверхности газом **
$\alpha, \text{ квт/м}^2\cdot\text{град}$	40	30	16	9	6	
	8,5	14	11	6,5	5	

\* Величина  $\xi$  взята из рисунка.  
\*\* Величина  $\xi$  взята из работы [4].

средственного контакта горячего с оболочкой делает эту зависимость еще более слабой. Из таблицы следует, что при числах Кнудсена ( $l/\delta$ ) порядка или больше единицы термическая проводимость ксенона в зазоре, образованном чистыми поверхностями тяжелых металлов, может несколько превышать проводимость зазора с гелием, хотя теплопроводность последнего в 30 раз больше, чем у ксенона.

Поступило в Редакцию  
9/II 1973 г.

\* На поверхностях из урансодержащих соединений  $\xi$ , по-видимому, должны быть близки к этим значениям (см., например, [1]).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ластман Б. Радиационные явления в двуокиси урана. М., Атомиздат, 1964.

2. Абрамов Ю. Ю. «Теплофизика высоких температур», 1970, т. 8, № 5, с. 1013.  
3. Trilling L. Surface Sci., 1970, v. 21, p. 337.  
4. Reiter F. e.a. Wärme- und Stoffübertragung., 1972, v. 5, p. 116.