АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

Том 5 *1967* *№ 3*

УДК 536.24:536.25

ТЕПЛООБМЕН ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ В КОРОТКИХ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ТРУБАХ ПРИ МАЛЫХ ЧИСЛАХ Pe И ВЛИЯНИИ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Л. Г. Волчков, М. К. Горчаков, П. Л. Кириллов, Ф. А. Козлов

Изложены результаты изучения теплоотдачи щелочных металлов при смешанной конвекции в вертикальных трубах. Для обработки данных при малых Pe решена задача о соотношении среднего по длине температурного напора и его значения вдали от участка теплообмена в теплообменнике «труба в трубе».

Теплоотдача жидкого металла в вертикальных трубах большого диаметра при малых значениях Pe характеризуется прежде всего влиянием естественной конвекции. Кроме того, при малых Pe изменение средней температуры жидкости по длине канала зависит от продольных перетечек тепла по жидкости и по стенкам.

Указанные обстоятельства необходимо учитывать как при экспериментальном изучении теплообмена, так и при расчете новых теплообменных устройств.

В настоящее время экспериментальные данные для расчета теплообменных аппаратов, работающих на жидких металлах в условиях совместного действия вынужденной и свободной конвекции, отсутствуют. В то же время на практике подобные теплообменные аппараты встречаются. В качестве примера можно привести рекуператор холодных ловушек окислов щелочных металлов, представляющий собой теплообменник типа «труба в трубе».

Цель настоящей работы — получение данных для расчета таких теплообменных устройств. Эксперименты проводились методом теплообменника «труба в трубе». Первые же результаты опытов показали, что их анализ и правильная интерпретация невозможны без учета влияния продольных перетечек тепла по стенке и по жидкости на средний температурный напор в теплообменнике.

Средний температурный напор в теплообменниках при малых значениях Pe. В [1—4] исследованы вопросы, относящиеся к влиянию продольных перетечек тепла на величину средней температуры жидкости t в трубах. Показано, что в длинных трубах величина $t_w - t$ остается неизменной, в коротких некоторое влияние оказывает присутствие стенки.

В теплообменниках $q_w \sim K\Delta t$, и продольные перетечки тепла оказывают прямое влияние на величину q_w.

Задача состоит в том, чтобы по заданной величине Δt_p (температурный напор вдали от участка теплообмена) найти фактическую разность температур Δt на участке теплообмена. Рассмотрим теплообменник-рекуператор «труба в трубе», для которого $w_1F_1\gamma_1 = w_2F_2\gamma_2$. Положим, что $K = \bar{K} = \text{const}$, а параметр, характеризующий соотношение осевой проводимости стенки и жидкости, $\varphi = F_w\lambda_w / F_2\lambda = 0$. В этом случае изме-

нение средней температуры потоков жидкости по длине теплообменника при любом характере течения может быть описано уравнениями теплового баланса (турбулентная составляющая продольной теплопроводности жидкости полагается пренебрежимо малой, физические свойства постоянны)

$$t_2'' + \mathrm{Pe}\, t_2' - 4\mathrm{Nu}_K (t_2 - t_1) = 0, \tag{1}$$

$$t_1'' - \frac{\mathrm{Pe}}{\varkappa} t_1' + \frac{4\mathrm{Nu}_K}{\varkappa}(t_2 - t_1) = 0. \tag{2}$$

Граничные условия (рис. 1):

$$X = 0,\ t_1 = \frac{\varkappa}{\mathrm{Pe}} t_1',\ t_2' = 0,$$

$$X = L\quad t_2 = t_0 - \frac{1}{\mathrm{Pe}} t_2',\ t_1' = 0. \tag{3}$$

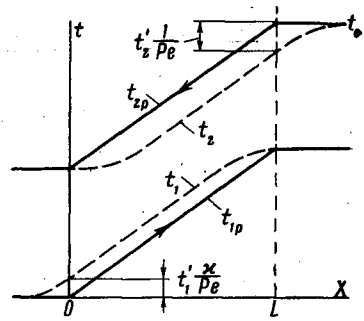

Рис. 1. Схема распределения средних по сечению температур в каналах теплообменника при малых Pe

Существование таких граничных условий независимо от конструкции зон до и после участка теплообмена можно доказать, рассмотрев их тепловой баланс и имея в виду, что при $X = 0$ и $X = L$ равны соответствующие температуры и продольные тепловые потоки.

Совместное решение (1) и (2) при граничных условиях (3) дает следующую зависимость при условии, что $e^{\beta_1 L} \gg 1$, $e^{\beta_2 L} \ll 1$:

$$\frac{\Delta t_\mathrm{p}}{\overline{\Delta t}} = [1 + \pi(1+\varkappa)] \left\{1 + \frac{1+\varkappa}{\mathrm{Pe}\, L}\left[1 - \frac{\sqrt{1 + \pi\frac{4\varkappa}{1+\varkappa}}}{1 + \pi(1+\varkappa)}\right]\right\}^{-1} \tag{4}$$

Здесь $\pi = 4\mathrm{Nu}_K / \mathrm{Pe}^2$, $\beta_{1,2}$ — корни характеристического уравнения, получаемого при совместном решении (1) и (2)

$$\beta_{1,2} = \frac{\mathrm{Pe}}{2\varkappa}\left[(1-\varkappa) \pm (1+\varkappa)\sqrt{1 + \pi\frac{4\varkappa}{1+\varkappa}}\right]. \tag{5}$$

В длинном теплообменнике

$$\frac{\Delta t_\mathrm{p}}{\overline{\Delta t}} = 1 + \pi(1+\varkappa). \tag{6}$$

В случае $\varphi > 0$ определить $\Delta t_\mathrm{p} / \overline{\Delta t}$ затруднительно. Поэтому используется приближенный метод учета проводимости теплопередающей стенки, дающий неточные результаты лишь при малых значениях PeL. Он заключается в том, что продольная теплопроводность стенки рассматривается как дополнительная проводимость жидкости. Распределение вклада стенки между каналами производится пропорционально площади их поперечного сечения, т. е. в соотношении $\varphi / 1 + \varkappa$ и $\varphi\varkappa / 1 + \varkappa$. Такой прием не меняет формы исходных уравнений (1), (2) и решения (4), (5), (6), а требует лишь замены Pe на $\mathrm{Pe}(1 + \varkappa / 1 + \varkappa + \varphi)$ и Nu_K на $\mathrm{Nu}_K(1 + \varkappa / 1 + \varkappa + \varphi)$.

Очевидно, при $L \to \infty$ в этом случае будет иметь место

$$\frac{\Delta t_\mathrm{p}}{\overline{\Delta t}} = 1 + \pi(1 + \varkappa + \varphi). \tag{7}$$

Интересно хотя бы приближенно провести оценку ошибки в результатах, обусловленной заменой действительного распределения $K(X)$ средней величиной $\overline{K}$. Полагая тепловой поток в теплообменнике равным $q_w = K(X)\overline{\Delta t}$, можно рассматривать каждый канал отдельно, причем

$q_{w1} = K(X)\overline{\Delta t}$, $q_{w2} = -K(L-X)\overline{\Delta t}$. Находя для каждого канала величину $\overline{\alpha_i} / \alpha_{ip} = \overline{\Delta t_{ip}} / \overline{\Delta t_i} = 1 + (\overline{\delta t_i} / \overline{\Delta t_i})$ и подставляя выражение $\overline{\alpha_i}$ через α_{ip} в формулу коэффициента теплопередачи

$$\overline{K} = \left[\frac{1}{\overline{\alpha_2}} + \frac{d_2}{\overline{\alpha_1} d_1} + \frac{d_2}{2\lambda_w} \ln \frac{d_1}{d_2}\right]^{-1}, \tag{8}$$

можно получить

$$\frac{\overline{K}}{K_p} = \frac{\Delta t_p}{\overline{\Delta t}} = 1 + \frac{4\mathrm{Nu}_K}{\mathrm{Pe}\, L}\left[\int_0^L e^{\mathrm{Pe}\, X}\left(\int_X^L \frac{K(L-X)}{\overline{K}} e^{-\mathrm{Pe}\, X} dX\right) dX + \right.$$

$$\left. + \int_0^L e^{+\frac{\mathrm{Pe}}{\varkappa} X}\left(\int_X^L \frac{K(X)}{\overline{K}} e^{-\frac{\mathrm{Pe}}{\varkappa} X} dX\right) dX\right]. \tag{9}$$

Здесь

$$\overline{\delta t_i} = \frac{\Pi d_2}{\lambda\, \mathrm{Pe}_i F_i L} \int_0^L e^{\mathrm{Pe}_i X}\left(\int_X^L q_{wi}(X) e^{-\mathrm{Pe}_i X} dX\right) dX \tag{10}$$

получена из решения уравнения теплового баланса для канала

$$t_i'' - \mathrm{Pe}_i\, t_i' + q_{wi}(X) \frac{\Pi d_2^2}{F_i \lambda} = 0 \tag{11}$$

при граничных условиях

$$X = 0 \quad t_i = t_i'/\mathrm{Pe}, \quad X = L \quad t_i' = 0.$$

При $K(X) = \overline{K}$ имеем

$$\frac{\overline{K}}{K_p} = 1 + \frac{4\mathrm{Nu}_K}{\mathrm{Pe}^2}\left\{1 - \frac{1}{\mathrm{Pe}\, L}(1 - e^{-\mathrm{Pe}\cdot L}) + \varkappa\left[1 - \frac{\varkappa}{\mathrm{Pe}\, L}\left(1 - e^{-\frac{\mathrm{Pe}\, L}{\varkappa}}\right)\right]\right\}. \tag{12}$$

Очевидно, при $L \to \infty$ формула (12) дает то же значение $\overline{K} / K_p = \Delta t_p / \overline{\Delta t}$, что и (6).

Если обозначить второе слагаемое в (9) через $\omega(K)$ при $K(X)$ и через $\omega(\overline{K})$ при $\overline{K}$, то, например, при $K(X) = K_0 + BX$ и $e^{-\mathrm{Pe}L} \ll 1$ можно получить

$$\psi = \frac{\omega(K) - \omega(\overline{K})}{\omega(\overline{K})} = \frac{BL/2\,[2/\mathrm{Pe}^2 L^2(1-\varkappa^3) - 1/\mathrm{Pe}\, L(1-\varkappa^2)]}{(K_0 + BL/2)(1 + \varkappa - (1 + \varkappa^2/\mathrm{Pe}\, L))}. \tag{13}$$

Подстановка в (13) реальных значений $K(X)$, Pe и L показывает, что ошибка от замены $K(X)$ на $\overline{K}$ невелика и быстро уменьшается с ростом PeL. Например, если $BL = 2K_0$, $\mathrm{Pe} = 3$, $\varkappa = 0{,}2$, то $\psi = -0{,}051$ при $L = 2$, $\psi = -0{,}013$ при $L = 10$.

Теплоотдача щелочных металлов при смешанной конвекции в вертикальных трубах. Данных по теплообмену жидких металлов при смешанной конвекции в опубликованной литературе не имеется, за исключением [5]. В жидких металлах при малых Pe турбулентный перенос тепла играет малую роль. Поэтому можно предполагать, что теплоотдача будет подчиняться законам, близким тем, что получены для вязкостно-гравитационного течения в вертикальных каналах. В [6] и ряде других работ приводится решение соответствующих задач. Показано, что число Nu при одинаковом направлении свободного и вынужденного движений возрастает с увеличением параметра $Z = \frac{d}{2}\sqrt[4]{\frac{g\beta}{\nu a}\frac{\partial t}{\partial x}}$ и, наоборот, уменьшается при противоположном направлении.

Эксперименты проводились на теплообменниках, основные параметры которых сведены в таблицу. Конструкции всех теплообменников различаются лишь деталями (на рис. 2 представлен теплообменник № 2). По наружной поверхности кольцевого зазора были установлены термопары для оценки величины $\partial t_1 / \partial X$ и, следовательно, изменения K по длине. В участке № 2 имелась передвижная термопара.

Теплообменники устанавливались на стенде, где постоянно обеспечивалась очистка металла холодной ловушкой окислов (содержание кисло-

№ участка	1		2		3	
d, *мм*	102		68		135	
L	5		5		5	
δ_w, *мм*	6		1,2		5	
Материал стенки	Медь		1Х18Н9Т		Медь	
$\delta_{к.з}$, *мм*	5		6		7,5	
Теплоноситель	Na	Na—K	Na		Na	
φ	1,2	3,8	0,016		0,77	
$\varkappa$	0,27	0,42	0,30		0,25	
Направление своб. и вынужд. движений	Одинаковое	Одинаковое	Одинаковое	Противоположное	Одинаковое	Противоположное
Pe	7,5÷130	3,6÷350	48÷150	14÷280	5÷150	3,5÷280
$\partial t/\partial X$, °C/*м*	100÷380	30÷460	100÷780	70÷500	30÷260	25÷150

рода было меньше $1 \cdot 10^{-3}$ вес.%). Горячий металл поступал на вход в центральную трубу, проходил вниз, охлаждаясь, затем выходил в холодильник и оттуда по кольцевому зазору двигался вверх нагреваясь. В опытах с противоположным направлением свободного и вынужденного движений горячий металл подавался в нижний коллектор кольцевого зазора, а в центральную трубу — из холодильника. Была предусмотрена сепарация газа на входе в участок.

Значения $K_р$ при одинаковом направлении свободного и вынужденного движений (рис. 3) получены по измерениям расхода, подогрева металла по длине и температурного напора на концах (вдали от участка теплообмена). С помощью тепломеров определялись тепловые потери и вводились поправки к измеренным температурам. Величины $\overline{K}$ (рис. 3) находились из $K_р$ по формуле (4) ($\overline{K} / K_р = \Delta t_р / \overline{\Delta t}$) с учетом проводимости стенки.

Ясно, что чем меньше число Pe, тем с меньшей точностью можно определить $\overline{K}$ по $K_р$. Однако следует иметь в виду, что и в реальных теплообменниках количество передаваемого тепла тем меньше зависит от $\overline{K}$ (а следовательно, и ошибка имеет меньший вес), чем меньше число Pe и больше φ. Действительно, из (7) можно получить

$$K_р = \overline{K}\left[1 + \overline{K}\frac{4d}{\lambda \mathrm{Pe}^2}(1 + \varkappa + \varphi)\right]^{-1}, \tag{14}$$

откуда при

$$\overline{K}\frac{4d}{\lambda \mathrm{Pe}^2}(1 + \varkappa + \varphi) \gg 1$$

$K_р$ от $\overline{K}$ не зависит:

$$K_р = \mathrm{Pe}^2 \frac{\lambda}{4d}(1 + \varkappa + \varphi), \tag{15}$$

т. е. $K_р \sim \mathrm{Pe}^2$. На рис. 3*б* значения $K_р$ расположились при самых малых Pe именно по такому закону.

Вычисление $\overline{\alpha}_2$ из $\overline{K}$ проводилось по известным значениям α_1 [7] и термическому сопротивлению стенки. Значения Nu_2 при одинаковом направ-

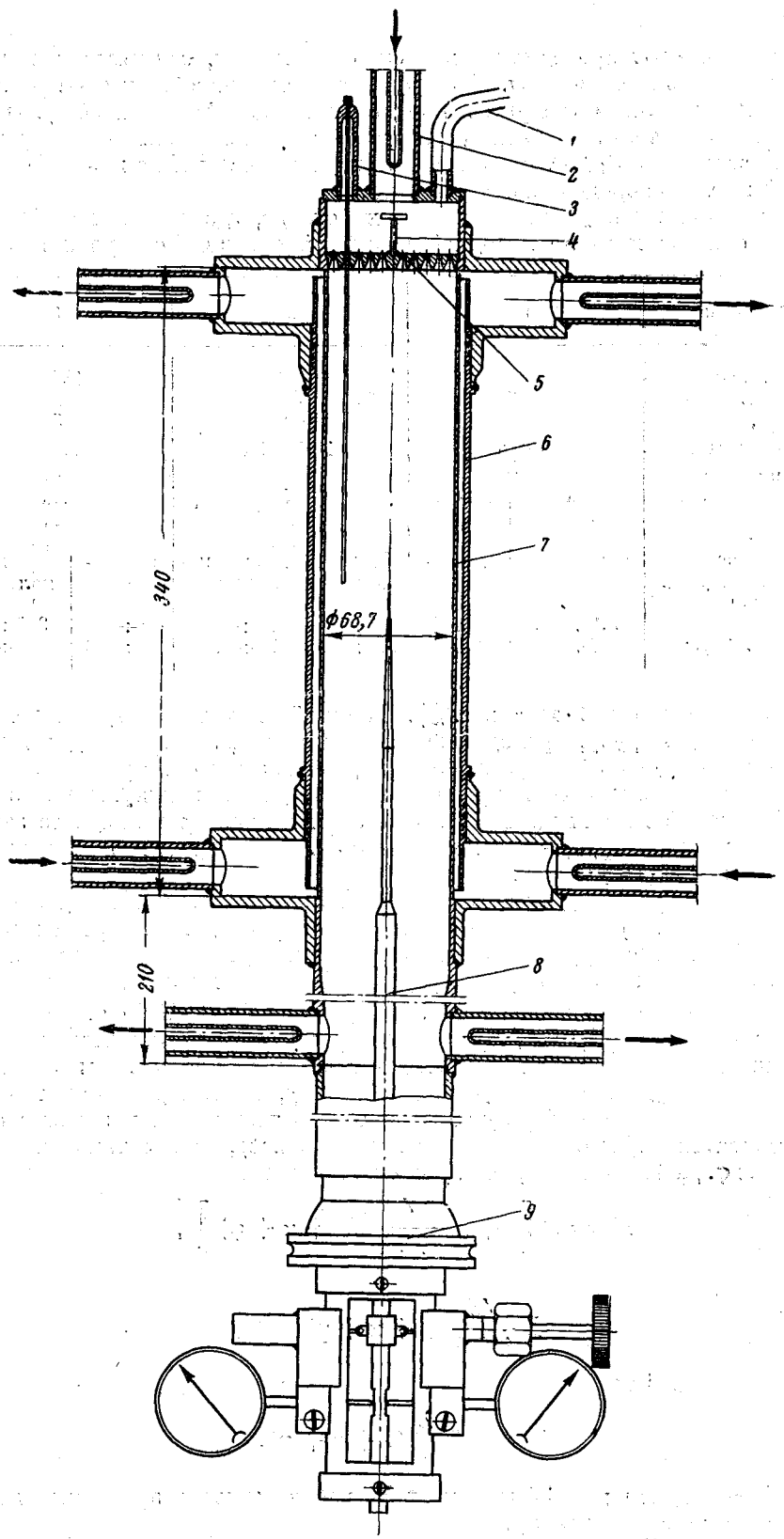

Рис. 2. Экспериментальный теплообменник № 2

1 — продувочная линия; *2* — входной патрубок; *3* — карман-капилляр; *4* — отбойный грибок; *5* — решетка; *6* — наружная стенка кольцевого зазора; *7* — теплопередающая стенка; *8* — передвижная термопара; *9* — механизм перемещения зонда

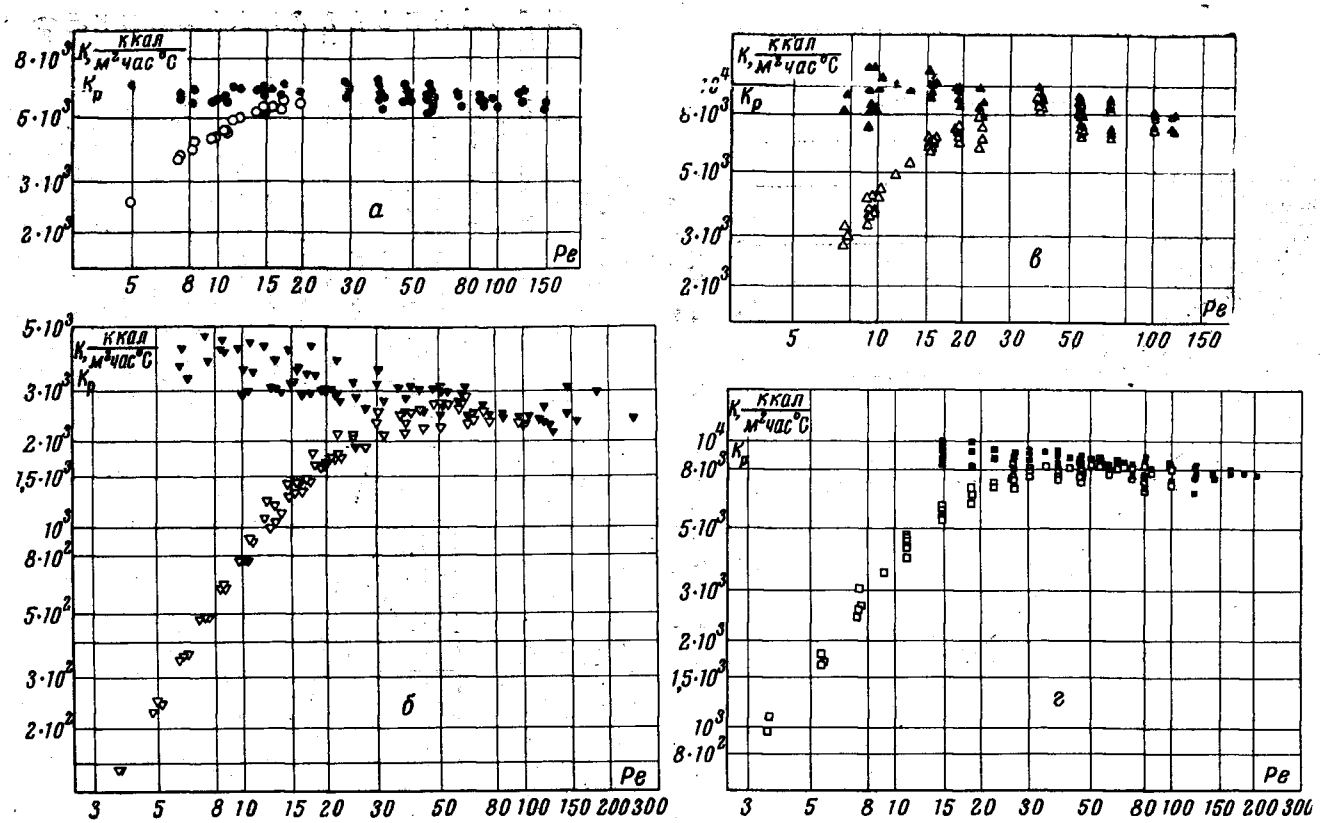

Рис. 3. Коэффициенты теплопередачи в экспериментальных теплообменниках при одинаковом направлении вынужденной и свободной конвекции (светлые значки — $K_р$; темные — $\overline{K}$)

а — теплообменник № 2; *б* — теплообменник № 1, сплав Na — K; *в* — теплообменник № 1, натрий; *г* — теплообменник № 3

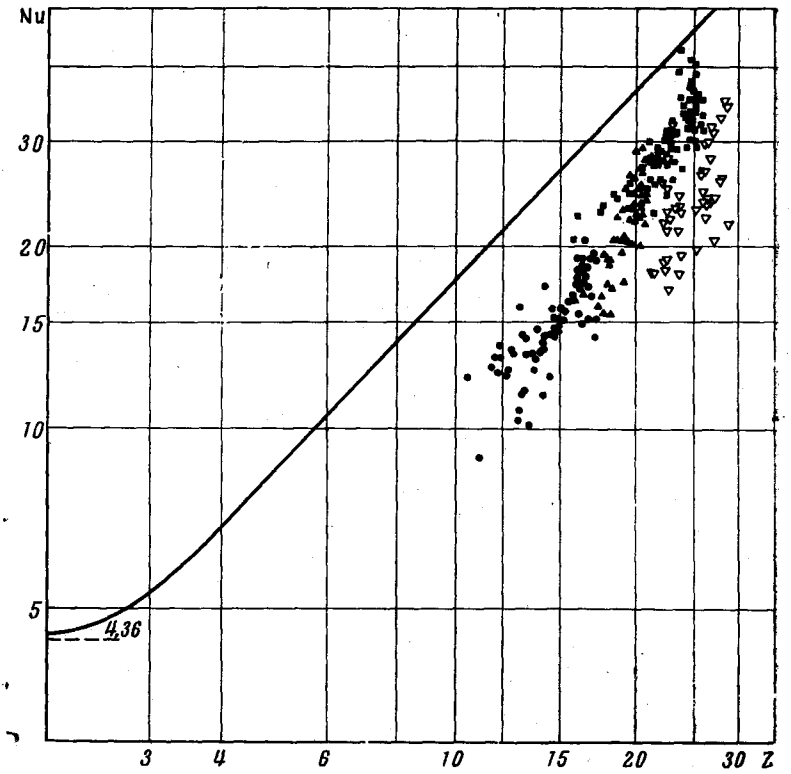

Рис. 4. Коэффициенты теплоотдачи в центральных трубах теплообменников при одинаковом направлении вынужденной и свободной конвекции

(обозначения точек те же, что и на рис. 3, кроме того, что светлые значки — $Nu = \bar{\alpha}_2 d_2/\lambda$). Кривая — ламинарная стабилизированная конвекция при одинаковом направлении свободного и вынужденого движения [6]

лении свободного и вынужденного движений, обработанные в координатах $Nu(Z)$, приведены на рис. 4. Характер зависимости тот же, что и для вязкостно-гравитационного течения, но точки расположились ниже в основном по двум причинам: 1) турбулентность, хотя и малая, приводит к увеличению вязкости и снижению фактического значения Z. Здесь же Z подсчитывалось без учета турбулентности, т. е. завышалось; 2) вследствие малой длины трубы велика доля участка, где теплообмен еще не стабилизировался, и поэтому средняя величина α_2 (при не очень малых Z) меньше стабилизированных значений, соответствующих (в случае ламинарного потока) сплошной кривой на рис. 4.

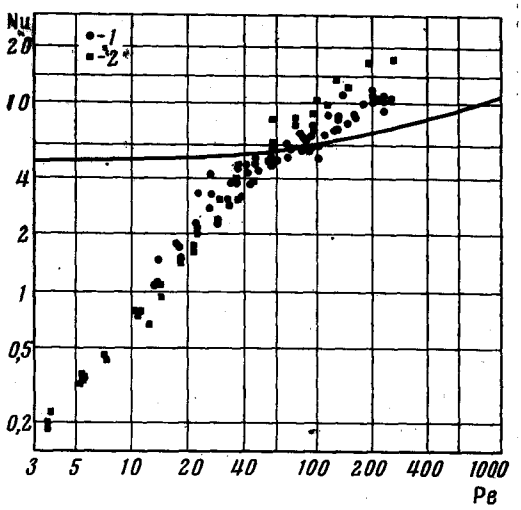

Рис. 5. Коэффициенты теплоотдачи при противоположном направлении вынужденной и свободной конвекции в трубах

кривая $Nu = 5 + 0{,}025\ Pe^{0,8}$; *1* — теплообменник № 2, *2* — теплообменник № 3

Экспериментальные точки для натрия при $Pe < 150$, $10 < Z < 30$ с точностью $\pm 25\%$ могут быть описаны формулой

$$Nu = 0{,}34 Z^{1,4}. \qquad (16)$$

С ростом Z в пределах одного диаметра числа $\mathrm{Nu}(Z)$ стремятся к теоретическому значению быстрее средней зависимости. Это связано с тем, что увеличение Z в основном соответствует уменьшению Pe, т. е. снижению турбулентности и сокращению длины начального участка $L_{\text{нач}}$. Последняя, по-видимому, уменьшается с ростом Z и при постоянном Pe [6].

Точность полученных данных не позволяет найти количественное влияние числа Pr на Nu. Принимая во внимание данные по сплаву натрий — калий, можно заключить, что чем больше число Pr, тем дальше от теоретической кривой смещаются опытные значения $\mathrm{Nu}(Z)$. Это вероятно, происходит потому, что с увеличением Pr растет роль турбулентной составляющей теплопроводности, и фактическая величина Z сильнее уменьшается по сравнению с расчетным значением.

Точки $\mathrm{Nu}(Z)$ для Na — K лежат на 30% ниже зависимости (16).

При противоположном направлении свободной и вынужденной конвекции зависимость $\mathrm{Nu}(Z)$ очень слабая; более заметна зависимость от Pe (рис. 5). При больших Pe, где мало влияние естественной конвекции, полученные значения Nu лежат выше кривой $\mathrm{Nu} = 5 + 0{,}025\,\mathrm{Pe}^{0,8}$ из-за малой длины участка. Nu уменьшается вместе с Pe до очень малых значений, причем приблизительно $\mathrm{Nu} \sim \mathrm{Pe}^{1,2}$. Расчет по формуле (4) дает значения $\bar{K}$, близкие $K_{\text{р}}$, а термические сопротивления кольцевого зазора и стенки почти не играют роли: $\alpha_2 \approx \bar{K} \approx K_{\text{р}}$.

Полученный ход $\mathrm{Nu}(\mathrm{Pe})$ можно объяснить наличием продольной турбулентной составляющей теплопроводности $\lambda_{\text{т}}$. Основанием можно считать факт, что при измерении профилей температуры почти всегда имели место пульсации температуры с амплитудой, значительно превышающей высоту профиля. При одинаковом же направлении свободного и вынужденного движений пульсации температуры мало отличались от обычных. Видимо, в рассматриваемом случае имеет место процесс, сходный с конвективным переносом тепла в столбе неподвижной жидкости, подогреваемом снизу. Наконец, если предположить, что $\lambda_{\text{т}} \sim \mathrm{Re}^{0,8}$, то при $\lambda_{\text{т}} / \lambda \gg (1 + \varkappa + \varphi)$, значения $K_{\text{р}} \sim \mathrm{Pe}^2 / \mathrm{Pe}^{0,8} = \mathrm{Pe}^{1,2}$, как и получено в эксперименте.

Обозначения

$X = x / d$, $L = l / d$ — безразмерная продольная координата и длина участка теплообмена, F_i — площадь поперечного сечения канала, *м*^{2}; П — периметр теплообмена, *м*; $t_i' = \partial t_i / \partial X$, $t_i'' = \partial^2 t_i / \partial X^2$, °C; $\mathrm{Pe} = w_2 d_2 c_p \gamma / \lambda$; $\varkappa = F_1 / F_2$; K — коэффициент теплопередачи; Δt — температурный напор «жидкость — жидкость» в теплообменнике; $\mathrm{Nu}_K = \bar{K} d_2 / \lambda$; $d_2 = d$; α_i — коэффициенты теплоотдачи в каналах, *ккал/м*^{2} *час·град*; Δt_i — перепад температуры «стенка — жидкость» в канале теплообменника; $\mathrm{Nu} = \alpha_2 d_2 / \lambda$. Индексы: 2 — центральная труба, 1 — кольцевой зазор, w — теплопередающая стенка (ст), $\overline{(\ )}$ — среднее по длине значение, р — расчетное значение (подсчитанное без учета продольных перетечек тепла).

Физико-энергетический институт

Поступила в редакцию 21 III 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. L. M. Trefethen. Trans. ASME, 78, № 6, 1956.
2. Д. А. Лабунцов. Докл. АН СССР, 118, № 6, 1958.
3. Л. Г. Генин. Теплофизика высоких температур, 1, № 2, 1963.
4. М. С. Пирогов. Сб. «Жидкие металлы» (под ред. Боришанского и др.). 1963.
5. В. И. Субботин, Ф. А. Козлов, Н. Н. Ивановский. Теплофизика высоких температур, 1, № 3, 1963.
6. W. G. Brown. VDI-Forschungsheft, 480, 1960.
7. В. И. Субботин, П. А. Ушаков, И. П. Свириденко. Атомная энергия, 9, № 6, 1960.