

Оказалось, что сечение, в котором температура жидкости равна среднеобъемной, лежит на высоте  $z = (1.25-1.3) R$  независимо от величины тепловой нагрузки на границе объема. Температура в большей части шара ( $0 \leq z \leq 1.5 R$ ) близка к среднеобъемной, отклонение от  $t$  составляет  $1-4^\circ$  при общем перепаде по высоте объема  $10-35^\circ$ . Была сделана попытка представить распределение температур вдоль вертикальной оси шара в безразмерном виде

$$T = A(G^*P)^k \quad T = (t - t_0) \frac{\lambda}{qR} \quad \text{при } \frac{z}{R} = \text{const} \quad (5)$$

для двух значений числа Фурье;  $F_1 = 0.59 \cdot 10^{-2}$  и  $F_2 = 1.57 \cdot 10^{-2}$ .

Значения  $A$  и  $k$  при различных  $z/R$  даны в табл. 2, где в первом столбце указаны номера кривых на фиг. 4, а и 4, б. Значения коэффициентов в формуле (5) определены с точностью до 10%.

Учитывая тот факт, что кривые разогрева жидкости во времени при числе Фурье  $F > 3.5 \cdot 10^{-3}$  носят линейный характер, на основании зависимости (5) можно получить распределение температур по высоте объема жидкости для любого момента времени, начиная с  $F = 3.5 \cdot 10^{-3}$ .

Поступила 5 III 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Schmidt E. Versuche zum Wärmeübergang bei natürlicher Konvektion. Chem.—Ing.—Techn., 1956, Bd. 28, No. 3.
2. Островский Г. А. Свободная конвекция в условиях внутренней задачи. М.—Л., Гостехиздат, 1952.
3. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.—Л., Машгиз, 1962.
4. Шорин С. Н. Теплопередача. М., «Высшая школа», 1964.

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА С УЧЕТОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ТЕЧЕНИИ ГАЗА В ТРУБЕ

**B. H. Ветлуцкий, B. G. Севастьяненко**

(Новосибирск)

При помощи приближенных уравнений гидродинамики из [1-3] рассчитано неизотермическое течение реального газа в трубе с учетом переноса энергии излучением для случая сильной зависимости коэффициента поглощения от частоты. Для более полного выявления роли реабсорбированного излучения было рассмотрено течение водорода при давлении 100 атм. Показано, что излучение вносит заметный вклад в поток тепла на стенке при температурах до  $9000^\circ\text{K}$  для трубы радиусом 0.3 см и до  $6500^\circ\text{K}$  для трубы радиусом 3 см. Подобие профилей температуры в различных вариантах наблюдалось при температуре на оси ниже  $5000^\circ\text{K}$ .

Теплообмен в ламинарном потоке газа высокой температуры осуществляется теплопроводностью и излучением. Если рассматриваемый объем газа прозрачен для излучения, учет последнего сравнительно несложен. Однако в плотных газах излучение может испытывать реабсорбцию, при этом расчет переноса энергии излучением в реальном спектре с сильной зависимостью коэффициента поглощения от частоты наталкивается на значительные трудности. В работах [4-7] предложен метод расчета переноса лучистой энергии с учетом реабсорбции, который применялся и в данной работе.

При наличии больших градиентов температуры в потоках газа необходимо рассматривать взаимное влияние полей скорости и температуры. Однако решение полной системы уравнений Навье — Стокса довольно сложно даже для несжимаемой жидкости. В работах [1-3] задача о неизотермическом течении газа в трубе (без излучения) решена при помощи приближенных уравнений гидродинамики, справедливых при больших числах Рейнольдса на большом расстоянии от входа.

## Обозначения

$x, r$	физические координаты;	$u_{\Delta v}$	интегральная по интервалу частот $\Delta v$ плотность лучистой энергии;
$r_0$	радиус трубы;	$u_{\Delta v}^p$	интегральная равновесная плотность лучистой энергии;
$\eta$	логарифмическая координата по радиусу;	$c$	скорость света;
$\Delta$	константа логарифмического растяжения;	$\langle k \rangle$	осредненный по данному частотному интервалу коэффициент поглощения;
$U, V$	продольная и поперечная компоненты скорости;	$q_1$	плотность лучистого потока тепла на стенке;
$p$	давление;	$q_2$	плотность кондуктивного потока тепла на стенке;
$\rho$	плотность;	$H$	энталпия;
$T$	температура;	$H^{(1)}$	среднемассовая энталпия;
$\mu$	коэффициент вязкости;	$R$	число Рейнольдса;
$\kappa$	коэффициент теплопроводности;	$P$	число Прандтля;
$C_p$	удельная теплоемкость при постоянном давлении;	$M$	число Маха.
$Q$	массовый расход;		
$\Phi$	интегральная по спектру дивергенция плотности потока лучистой энергии;		

Индексы: 0 — величины в начальном сечении; \* — величины в начальном сечении при  $r = 0$ ;  $i$  — номер частотного интервала;  $w$  — величины на стенке.

1. Рассматривается теплообмен при ламинарном течении газа в трубе ( $M \ll 1$ ). При большом числе  $R = \rho_* U_* r_0 / \mu_*$  в области  $x \geq 0$  на большом расстоянии от входа в трубу, где параметр  $\delta = V_*/U_*$  мал ( $V_* = \max V$ ) и  $\delta \sim 1/R$  по аналогии с теорией пограничного слоя, полные уравнения Навье — Стокса с точностью до величин порядка  $\delta^2$  можно заменить приближенными

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho U r}{\partial x} + \frac{\partial \rho V r}{\partial r} &= 0, \quad \rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho V \frac{\partial U}{\partial r} = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu \frac{\partial U}{\partial r} \right) \\ \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \quad \rho U C_p \frac{\partial T}{\partial x} + \rho V C_p \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \Phi \end{aligned} \quad (1.1)$$

Производные  $\partial p / \partial r = 0$  и  $\partial p / \partial x \sim \partial M^2 \gamma p_* / r_0$ , поэтому плотность, удельную теплоемкость и коэффициенты вязкости и теплопроводности можно приближенно считать функциями только температуры. В дальнейшем вместо  $\partial p / \partial x$  будем писать обыкновенную производную. Для системы уравнений (1.1) в области  $\Omega(x \geq 0, 0 \leq r \leq r_0)$  запишем граничные и начальные условия

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial r} &= 0, \quad \frac{\partial U}{\partial r} = 0, \quad V = 0 \text{ при } r = 0 \\ T &= T_w, \quad U = 0, \quad V = 0 \text{ при } r = r_0 \\ T &= T^\circ(r), \quad U = U^\circ(r), \quad p = p^\circ \text{ при } x = 0 \end{aligned} \quad (1.2)$$

Выписанных условий достаточно, чтобы найти в начальном сечении величины  $V(0, r)$  и  $[dp / dx]_{x=0}$ , а следовательно, и производные по  $x$  от продольной составляющей скорости и температуры, что позволит сделать шаг вдоль оси. Для этого необходимо  $\partial U / \partial x$  и  $\partial T / \partial x$  исключить из первого уравнения (1.1) при помощи второго и четвертого, в которых подставлены  $T^\circ(r)$  и  $U^\circ(r)$ . Тогда для  $V(0, r)$  получим обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка с параметром  $[dp / dx]_{x=0}$ . Два граничных условия на  $V$  позволяют определить как саму функцию, так и параметр.

Однако постановка задачи (1.1), (1.2) осложняется тем, что начальные профили скорости и температуры могут быть заданы произвольно только на входе в трубу, а уравнения (1.1) справедливы лишь на большом расстоянии от входа. В связи с этим результаты данной работы следует рассматривать лишь как приближенные инженерные расчеты. Поскольку одновременный учет мощного реабсорбированного излучения и точной гидродинамической картины весьма сложен, такие расчеты должны представлять интерес.

В предлагаемой работе начальные профили  $T^\circ(r)$  и  $U^\circ(r)$  взяты из расчетов стационарной электрической дуги. Тогда до некоторого расстояния от сечения  $x = 0$  справедливы только полные уравнения Навье — Стокса, а далее становятся справедливыми и уравнения (1.1). Будем считать, что уравнения (1.1) при малом  $\delta$  приближенно описывают всю область  $x > 0$ , а при  $x < 0$  справедливы те же уравнения, но с членом энергоизделия в уравнении энергии. Тогда при  $x = 0$  будем иметь поверхность разрыва параметров, на которой должны выполняться условия сохранения, вытекающие из

уравнений (1.1), записанных в дивергентном виде. Эти условия будут следующими:

$$[\rho U] = 0, [p + \rho U^2] = 0, [\rho U H] = 0 \quad (1.3)$$

Следовательно, при переходе через поверхность  $x = 0$  величины  $U$ ,  $T^o$  и  $p$  сохраняются, а разрыв претерпевает лишь поперечная составляющая скорости  $V$ . Такой подход является довольно грубым, однако решение полных уравнений Навье — Стокса значительно усложнило бы задачу. Таким образом, решение задачи (1.1), (1.2) будет весьма приближенным до некоторого расстояния от  $x = 0$ .

Дивергенция плотности потока лучистой энергии  $\Phi$  рассчитывалась по известному температурному профилю в предположении локального термического равновесия. Весь спектр разбивается на ряд частотных интервалов, для каждого из которых проводится усреднение коэффициента поглощения по частоте [4—7]. Для каждого интервала решалось уравнение переноса излучения в диффузационном приближении [4—8]

$$-\frac{1}{3} \langle k \rangle_i r \frac{d}{dr} \left( \frac{r}{\langle k \rangle_i} \frac{du_{\Delta v_i}}{dr} \right) = u_{\Delta v_i}^p - u_{\Delta v_i} \quad (1.4)$$

с граничными условиями

$$\frac{du_{\Delta v_i}}{dr} = 0 \quad \text{при } r = 0, \quad \frac{du_{\Delta v_i}}{dr} + \frac{3}{2} \langle k \rangle_i u_{\Delta v_i} = 0 \quad \text{при } r = r_0$$

Затем определялась величина  $\Phi$

$$\Phi = c \sum_i \langle k \rangle_i (u_{\Delta v_i}^p - u_{\Delta v_i})$$

Здесь  $\langle k \rangle_i$  и  $u_{\Delta v_i}^p$  — известные функции температуры [?].

Уравнение (1.4) записано в предположении, что перенос лучистой энергии вдоль оси канала мало сказывается на величине дивергенции потока лучистой энергии. Оценки применительно к условиям данной работы показали, что такое предположение дает погрешность менее 10%.

При решении задачи вместо условия равенства нулю  $V$  на оси было использовано условие постоянства расхода массы

$$2\pi \int_0^{r_0} \rho U r dr = Q \quad (1.5)$$

Это соотношение получается почлененным интегрированием по радиусу первого уравнения (1.1).

Система уравнений (1.1), (1.5) и граничных условий (1.2) допускает растяжение

$$x_1 = \alpha x, \quad r_1 = r, \quad U_1 = \alpha U, \quad V_1 = V, \quad T_1 = T, \quad (dp/dx)_1 = \alpha (dp/dx), \quad Q_1 = \alpha Q$$

Поэтому следующим выбором безразмерных параметров

$$\begin{aligned} x' &= \frac{x}{r_0} \frac{1}{R}, \quad r' = \frac{r}{r_0}, \quad U' = \frac{U}{U_*}, \quad V' = \frac{V}{U_*} R, \quad T' = \frac{T}{T_*} \\ \left( \frac{dp}{dx} \right)' &= \frac{r_0^2}{U_* \mu_*} \left( \frac{dp}{dx} \right), \quad \rho' = \frac{\rho}{\rho_*}, \quad \mu' = \frac{\mu}{\mu_*}, \quad \kappa' = \frac{\kappa}{\kappa_*}, \quad C_p' = \frac{C_p}{C_{p_*}} \\ R &= \frac{\rho_* U_* r_0}{\mu_*}, \quad P = \frac{\mu_* C_{p_*}}{\kappa_*}, \quad Q' = \frac{Q}{\pi r_0^2 \rho_* U_*} \end{aligned}$$

удается исключить абсолютную величину скорости из уравнений. Это означает, что полученное решение простым растяжением можно пересчитать на течение с подобным профилем скорости.

2. Для удобства счета в уравнении вместо координаты  $r'$  введена координата  $\eta = \ln(1 + \Delta - r')$ . Это дает возможность, задавая различные  $\Delta$ , растягивать пристеночную область, где велики градиенты искомых функций по радиусу.

Задача решалась методом конечных разностей с использованием итераций. Система уравнений в безразмерном виде расписана по двуслойной неявной разностной схеме. Вторые производные в дивергентном виде представлены по схеме Г. И. Марчука [8], первые производные по  $\eta$  — через несимметричные разности, чем обеспечена корректность метода прогонки [9] при решении разностных уравнений. Интеграл в (1.5) заменен суммой по трапециям.

Порядок решения разностных уравнений на каждом шаге вдоль оси был следующий. По известным значениям параметров на предыдущем шаге определялся профиль температуры из разностного уравнения, полученного из четвертого уравнения (1.1), методом прогонки. Затем, из одновременного решения разностных уравнений, соответствующих второму уравнению (1.1) и (1.5), получены  $(dp/dx)'$  и профиль продольной составляющей скорости. И, наконец, из разностного аналога первого уравнения (1.1) найден профиль поперечной составляющей скорости. Этот процесс повторялся несколько раз, пока различие в параметрах на двух последовательных итерациях превосходило заданную величину. Коэффициенты в уравнениях насыщались по параметрам, полученным на предыдущей итерации. Уравнение переноса излучения (1.4) решалось в каждом частотном интервале с использованием профиля температуры из предыдущей итерации. Затем определялась величина  $\varphi$ . За нулевое приближение брались параметры с предыдущего шага по  $x$ .

Расчеты проводились на ЭВМ. Реальные свойства водорода при давлении 100 атм, рассчитанные в работе [7], закладывались в виде таблиц. Величины  $\langle k \rangle_i$  и  $u_{\Delta v_i}^p$  были взяты из работы [7], где они рассчитаны для восьми частотных интервалов. Температура стенки принята равной 300° К.

Кроме профилей  $T$ ,  $\varphi$  и  $V$ , в сечениях трубы вычислялись интегральная по спектру плотность потока энергии излучения на стенке  $q_1$ , плотность кондуктивного потока энергии  $q_2$  и среднемассовая энталпия  $H^{(1)}$ .

$$q_1 = \frac{1}{r_0} \int_0^{r_0} \varphi r dr, \quad q_2 = -\kappa_w \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_w,$$

$$H^{(1)} = \left( \int_0^{r_0} \rho U H r dr \right) \left( \int_0^{r_0} \rho U r dr \right)^{-1}$$

Эти величины связаны уравнением баланса энергии, которое получается почлененным интегрированием четвертого уравнения системы (1.1) по радиусу и по оси

$$Q [H^{(1)}(0) - H^{(1)}(x)] = 2 \pi r_0 \int_0^x (q_1 + q_2) dx \quad (2.1)$$

Соотношение (2.1) использовалось для контроля точности счета.

3. Приведен ряд расчетов течения водорода, исходные данные которых представлены в табл. 1 (здесь  $v = \max[U^0(r)/U_*]$ ).

Фиг. 1

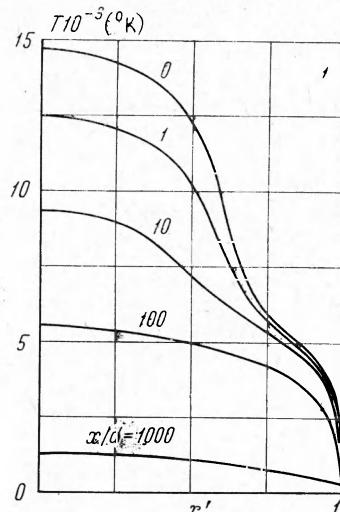


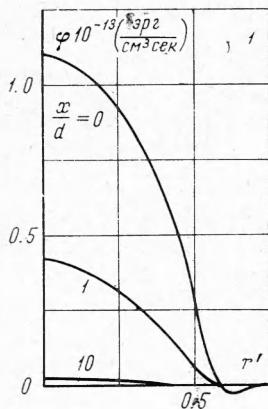
Таблица 1

Вариант	$R$ , см	$Q$ (в/сек)	$T_*$ , °К	$v$	$T(r)$
1	0.3	1	14.700	1	$R = 0.3$ см $I = 500$ а
2	0.3	1	13.600	1	$R = 0.3$ см $I = 100$ а
3	0.3	1	12.750	1	$R = 0.3$ см $I = 30$ а
4	0.3	1.31	12.750	2	$R = 0.3$ см $I = 30$ а
5	0.3	0.87	12.750	1	Парабола
6	0.3	1.27	12.750	2	Парабола
7	3	10	8.850	1	$R = 3$ см $I = 300$ а
8	3	100	12.750	1	$R = 0.3$ см $I = 30$ а

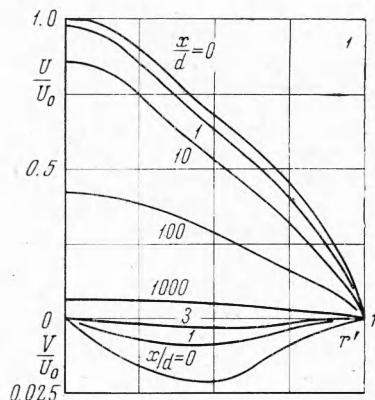
В вариантах 1—3, 7 начальные профили температуры были взяты из расчетов для стабилизованных дуг того же радиуса [7], а начальные профили скорости рассчитаны. В варианте 8 начальные профили варианта 3 были растянуты по радиусу. Два начальных профиля температуры (стабилизированной дуги и параболы) и два профиля скорости (стабилизированной дуги и струи вдоль стенки) взяты в различных комбинациях в вариантах 3—6.

На фиг. 1—3 приведены профили температуры, дивергенции плотности потока лучистой энергии и скоростей для различных сечений варианта 1. На всех фигурах арабская цифра означает номер варианта по табл. 1. На первых десяти калибрах про-

исходит интенсивное охлаждение газа вблизи оси, в основном, излучением, что вызывает поперечные перетекания в направлении к оси. Когда излучение перестает играть основную роль, температура падает по всему радиусу, а поперечные перетекания становятся незначительными. Интересно отметить, что профиль продольной составляющей



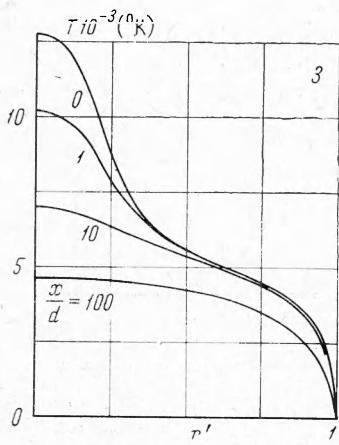
Фиг. 2



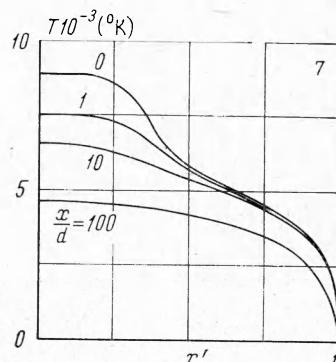
Фиг. 3

скорости близок к параболе во всех сечениях, хотя температура меняется по радиусу в десятки раз. Это имело место во всех вариантах, где за начальные были взяты профили стабилизированных дуг. Аналогичный результат был получен в работе [10] для участка стабилизированного теплообмена.

На фиг. 4 приведены профили температуры для варианта 3. Начальный профиль имеет другую форму, но процесс охлаждения аналогичен варианту 1 — сначала падает температура лишь в узкой области вблизи оси. Аналогичная ситуация наблюдается на фиг. 5 при течении в трубе радиуса 3 см (вариант 7).



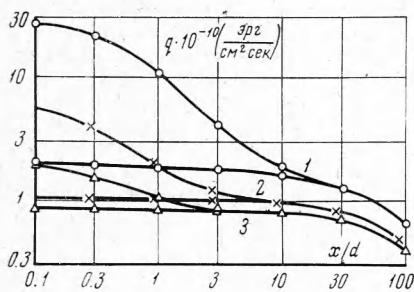
Фиг. 4



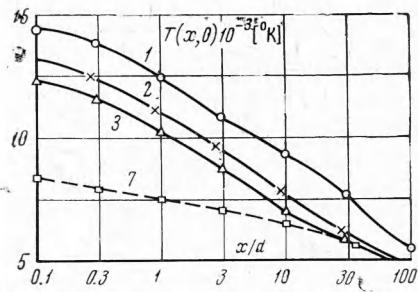
Фиг. 5

Плотности потоков тепла на стенке как из-за обычной теплопроводности, так и суммарные в зависимости от расстояния вдоль оси приведены на фиг. 6. Здесь кружочки соответствуют варианту 1, крестики — варианту 2 и треугольники — варианту 3. Во всех трех случаях вначале лучистый поток тепла превосходит кондуктивный. Затем излучение быстро падает, и плотность потока тепла из-за излучения составляет менее 10% полного потока в варианте 3 на трех калибрах, в варианте 2 — на пяти и в варианте 1 — на пятнадцати. Этот момент соответствует приблизительно температуре 900° К на оси трубы, что видно из фиг. 7, где нанесены осевые температуры в зависимости от величины \$x/d\$. Кроме обозначений, принятых на фиг. 6, здесь квадратики соответствуют варианту 7. Из этой фигуры видно, что осевая температура во всех четырех вариантах падает почти по экспоненте.

На фиг. 8 построены графики среднемассовой энтальпии в зависимости от осевой температуры для тех же вариантов, что и на фиг. 7. Подобие профилей температуры не



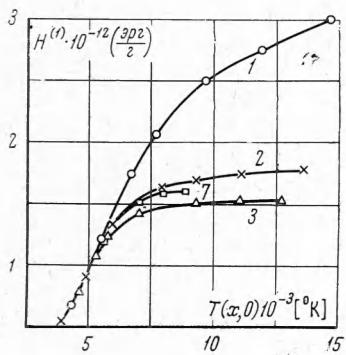
Фиг. 6



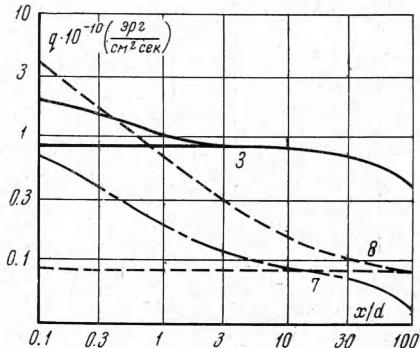
Фиг. 7

наблюдается на начальных участках течения. Излучение перестает играть роль в теплообмене при температуре около  $9\,000^{\circ}\text{K}$ , однако профили температуры становятся подобными лишь начиная с  $5\,000^{\circ}\text{K}$ .

Варианты 3 и 8 отличаются только радиусом трубы, поэтому из их сравнения можно оценить роль излучения в зависимости от радиуса. На фиг. 9 приведены плотности потоков тепла на стенке из-за обычной теплопроводности и суммарные для вариантов

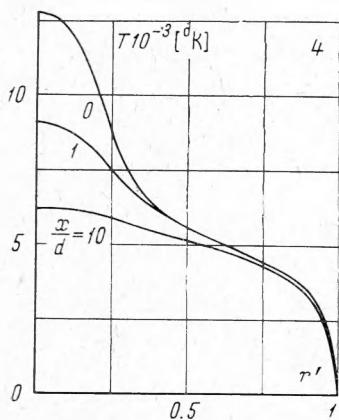


Фиг. 8

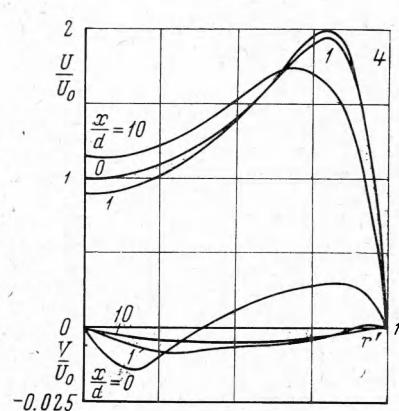


Фиг. 9

3, 7 и 8. Сплошные линии — вариант 3, пунктир — вариант 8. При течении в трубе радиусом 3 см плотность кондуктивного потока тепла на порядок меньше, чем в трубе радиусом 0.3 см, а излучение больше и играет роль до ста калибров. Здесь же штрихпунктиром нанесена кривая суммарной плотности потока тепла на стенке для варианта 7. Плотность потока тепла из-за обычной теплопроводности на графике слиивается с аналогичной кривой варианта 8. Излучение играет роль до десяти калибров, что соответствует осевой температуре около  $6\,500^{\circ}\text{K}$  (фиг. 7).



Фиг. 10



Фиг. 11

В вариантах 3—6 были заданы одинаковыми начальная температура на оси и начальный расход энталпии, что достигалось выбором расхода массы. Профили температуры и скорости, полученные в варианте 4, представлены на фиг. 10,11. Из сравнения профилей температуры на фиг. 4 и 10 в соответствующих сечениях следует, что они отличаются довольно слабо, хотя соответствующие профили скорости в вариантах 3 и 4 разнятся сильно. В табл. 2 приведены значения осевых температур и плотностей потоков тепла на стенке из-за излучения и обычной теплопроводности для всех четырех вариантов. Из таблицы видно, что излучение исчезает быстрее при струйном профиле скорости и при одинаковом профиле температуры. В двух последних вариантах температура на стенке растет, а следовательно, растет плотность потока тепла из-за обычной теплопроводности. Температура на оси остается наиболее высокой на десяти калибрах в варианте 5. Анализ расчетов этих четырех вариантов показывает, что изменение начального профиля скорости от дугового до струйного дает отличие в осевом значении температуры на десяти калибрах, не превышающее 15%.

Таблица 2

$x/d$	$T \text{ } ^\circ\text{K}$	$q_1 10^{-10}$	$q_2 10^{-10}$	$T \text{ } ^\circ\text{K}$	$q_1 10^{-10}$	$q_2 10^{-10}$
Вариант 3						
0	12 750	1.49	0.89	12 750	1.49	0.89
1	10 250	0.80	0.84	9 100	0.06	0.97
3	8 750	0.03	0.83	7 500	—	0.91
5	7 950	—	0.82	6 900	—	0.85
10	7 000	—	0.81	6 200	—	0.77
Вариант 5						
0	12 750	6.99	0.16	12 750	6.99	0.16
1	10 700	1.77	0.24	9 750	0.90	0.26
3	9 600	0.44	0.35	8 750	0.15	0.32
5	9 050	0.17	0.49	8 200	0.04	0.37
10	8 150	0.02	0.71	7 200	—	0.48
Вариант 4						
Вариант 6						

Следует иметь в виду, что используя растяжение, приведенные результаты можно пересчитать на другие значения массового расхода при том же начальном профиле температуры и безразмерном профиле скорости.

Авторы благодарят А. Т. Онуфриева за внимание и помощь в работе, а также В. Г. Дулова за ценные замечания.

Поступила 5 III 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

- Worsoe-Schmidt P. M., Leppert G. Heat transfer and friction for laminar flow of gas in a circular tube at high heating rate. Int. J. Heat Mass Transfer, 1965, vol. 8, No. 10, p. 1281.
- Lawrence W. T., Chatto J. C. Heat transfer effects on the developing laminar flow inside vertical tubes. Trans. ASME, 1966, vol. 88 C, No. 2.
- Быркин А. П., Межиров И. И. О расчете течения вязкого газа в канале. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 6, стр. 156—168.
- Онуфриев А. Т., Севастяненко В. Г. Перенос лучистой энергии в спектральных линиях с учетом реабсорбции. ПМТФ, 1966, № 2, стр. 122.
- Онуфриев А. Т., Севастяненко В. Г. О расчете переноса энергии излучением в спектральных линиях. ПМТФ, 1967, № 1, стр. 125.
- Воронина И. С., Замураев В. П., Севастяненко В. Г. Расчет переноса энергии излучением в непрерывном спектре с учетом изменения коэффициента поглощения по частоте при наличии реабсорбции. ПМТФ, 1968, № 1, стр. 102.
- Онуфриев А. Т., Севастяненко В. Г. Расчет цилиндрической электрической дуги с учетом переноса энергии излучением. Дуга в водороде при давлении 100 атм. ПМТФ, 1968, № 2, стр. 17.
- Марчук Г. И. Методы расчета ядерных реакторов. Госатомиздат, 1961.
- Гельфанд И. М., Локуциевский О. В. Метод прогонки для решения разностных уравнений. В кн. Годунов С. К., Рябенький В. С. Введение в теорию разностных схем, М., Физматгиз, 1962.
- Попов В. Н., Петухов Б. С. Теоретический расчет теплоотдачи и сопротивления трения при ламинарном течении в трубе равновесно диссоциирующего водорода. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, № 4, стр. 531.