

В. Ф. СИВИРКИН

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ АРГОНОВОЙ СТРУИ

В работе [1] дан тщательный анализ свободных турбулентных струй сжимаемого газа, но в ней мало внимания уделено струям, имеющим температуру, при которой начинают заметно проявляться эффекты, связанные с диссоциацией и ионизацией. В работах [2] и [3] решена задача о свободной плоско-параллельной турбулентной струе сжимаемого газа высокой температуры с учетом диссоциации и ионизации, для чего вместо обычного уравнения состояния использовалось уравнение вида

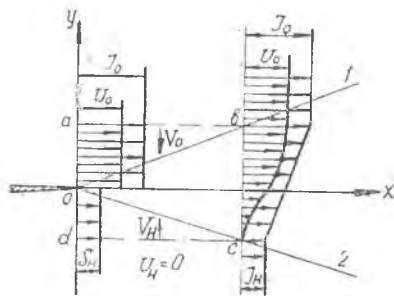
$$\rho = \frac{\alpha}{J^\beta}, \quad (1)$$

приведенное в работе [4]. Здесь ρ — плотность; J — полная энтальпия; α и β — коэффициенты, зависящие от рода газа и температурного диапазона. Решение получено на основе дифференциальных соотношений пограничного слоя. В работе [5] сделана попытка решить эту задачу на основе интегральных соотношений пограничного слоя. Однако автор ее использовал неверные формулы для профилей скорости и энтальпии в начальном участке. В работе [6] представлены результаты спектроскопического измерения осевого и радиального распределения температур в струе газа, подогретого электрической дугой.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Использование уравнения (1) в широком диапазоне температур (от 0 до 15000—20000°K) для целого ряда рабочих тел (аргон, гелий, азот) приводит к погрешностям в определении плотности до 50% и более. Поэтому в данной работе весь температурный диапазон разбивается на два участка, в каждом из которых применяется свое уравнение состояния вида (1). Исследуется начальный участок

турбулентной дозвуковой высокотемпературной струи в затонленном пространстве. Профили скорости и энтальпии на срезе сопла принимаются постоянными (фиг. 1). Полагаем, что формирование пограничного слоя начинается с кромки сопла и что внутренняя и внешняя границы зоны смешения являются прямолинейными. Излучением и магнитогазодинамическими эффектами пренебрегаем.



Фиг. 1. Схема распространения турбулентной плоскопараллельной струи.

При этих условиях надо определить распределение скорости, плотности и энтальпии в любом сечении зоны смешения, а также положение внутренней и внешней границы.

ПЛОСКО-ПАРАЛЛЕЛЬНАЯ СТРУЯ

Схема распространения такой струи показана на фиг. 1. При $\rho = \text{const}$ интегральные уравнения сохранения потока массы и количества движения в направлениях x и y через контур $abcd$, а также уравнения состояния будут иметь вид

$$\int_{y_1}^{y_2} \rho U dy = \rho_0 U_0 y_1 - \rho_0 V_0 x + \rho_n V_n x, \quad (1)$$

$$\int_{y_1}^{y_2} \rho U^2 dy = \rho_0 U_0^2 y_1 - \rho_0 U_0 V_0 x, \quad (2)$$

$$\rho_0 U_0 V_0 y_1 - \rho_0 V_0^2 x = -\rho_n V_n^2 x, \quad (3)$$

$$\rho = \frac{\alpha_1}{J^{\beta_1}} (T_{\min} \leq T \leq T^*), \quad (4)$$

$$\rho = \frac{\alpha_2}{J^{\beta_2}} (T^* \leq T \leq T_{\max}). \quad (5)$$

Здесь x и y — продольная и поперечная координаты;

y_1 и y_2 — поперечные координаты внутренней и внешней границ зоны смешения;

ρ , U и J — плотность, продольная скорость и энтальпия в произвольной точке зоны смешения;

ρ_0 и U_0 — плотность и скорость в ядре струи;

ρ_n — плотность окружающей среды;

V_0 и V_n — поперечные скорости подмешивания вещества струи и окружающей среды;

α и β — коэффициенты, зависящие от рода рабочего тела и температурного диапазона;

T_{\min} и T_{\max} — нижняя и верхняя границы всего температурного диапазона;

T^* — температура, соответствующая точке стыковки уравнений (4) и (5).

Для аргона $T_{\min} = 293^\circ\text{K}$, $T_{\max} = 16000^\circ\text{K}$, $T^* = 8000^\circ\text{K}$, $\alpha_1 = 253000$,
 $\alpha_2 = 123$, $\beta_1 = 1,000$, $\beta_2 = 0,500$.

В силу прямолинейности границ зоны смешения

$$y_1 - y_2 = cx, \quad (7)$$

где c — экспериментальная константа.

Для профилей скорости и энтальпии воспользуемся соотношениями, приведенными у Г. Н. Абрамовича [1]:

$$\frac{U_0 - U}{U_0} = (1 - \eta^{\frac{3}{2}})^2, \quad (8)$$

$$\frac{J_0 - J}{J_0 - J_{II}} = 1 - \eta, \quad (9)$$

где

$$\eta = \frac{y - y_2}{y_1 - y_2}. \quad (10)$$

Решение системы уравнений (2) — (7) с учетом (8) — (10) для внутренней и наружной границы дает:

$$y_1 = CD_2x, \quad (11)$$

$$y_2 = -C(1 - D_2)x. \quad (12)$$

Для D_2 имеем следующее уравнение:

$$D_2 = m_2^{\beta_2} \left\{ \int_0^{\eta^*} [m_1 + (m_2 - m_1)\eta]^{-\beta_1} (2\eta^{\frac{3}{2}} - \eta^3)^2 d\eta + \right. \\ \left. + \int_{\eta^*}^1 [m_1 + (m_2 - m_1)\eta]^{-\beta_2} (2\eta^{\frac{3}{2}} - \eta^3)^2 d\eta \right\}, \quad (13)$$

где

$$m_1 = \frac{J_{II}}{J^*}, \quad m_2 = \frac{J_0}{J^*}, \quad (14)$$

Координата η^* соответствует значению энтальпии J^* , по которой производится стыковка уравнений состояния (5) и (6). Для аргона J^* соответствует температуре 8000°K . Из уравнений (9) и (14) находим:

$$\eta^* = \frac{1 - m_1}{m_2 - m_1}. \quad (15)$$

Интегралы в (13) при произвольных β_1 и β_2 в элементарных функциях не берутся и могут быть решены численно или графически. Для аргона эти интегралы легко берутся в элементарных функциях.

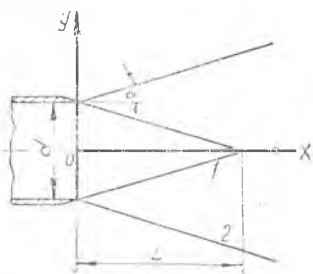
ОСЕСИММЕТРИЧНАЯ СТРУЯ

Как указывается в ряде работ, например, [5] и границы плоскопараллельной и осесимметричной струй совпадают. На этом основании для осесимметричной струи можно воспользоваться

решением, полученным для плоскопараллельной струи. Если систему координат расположим так, как на фиг. 2, то получим:

$$y_1 = -\frac{d}{2} + cD_2x, \quad (16)$$

$$y_2 = -\frac{d}{2} - c(1 - D_2)x, \quad (17)$$



Фиг. 2. Расположение координатных осей в случае осесимметричной струи.

где d — диаметр сопла;

x — продольная координата;

y_1 и y_2 — радиальные координаты внутренней и внешней границ зоны смешения;

D_2 — коэффициент, определяемый формулой (13).

Длина начального участка определяется из условия $y_1 = 0$:

$$L = \frac{d}{2cD_2}. \quad (18)$$

В случае, когда весь температурный диапазон может быть аппроксимирован одним уравнением состояния вида (1), то, как это показано в [7], расчет начального участка высокотемпературной струи может, по-прежнему, производиться по формулам (8)÷(12) и (16)÷(18). Только формула для D_2 примет вид:

$$D_2 = \frac{4}{4-\beta} - \frac{4}{5,5-\beta} + \frac{1}{7-\beta}. \quad (19)$$

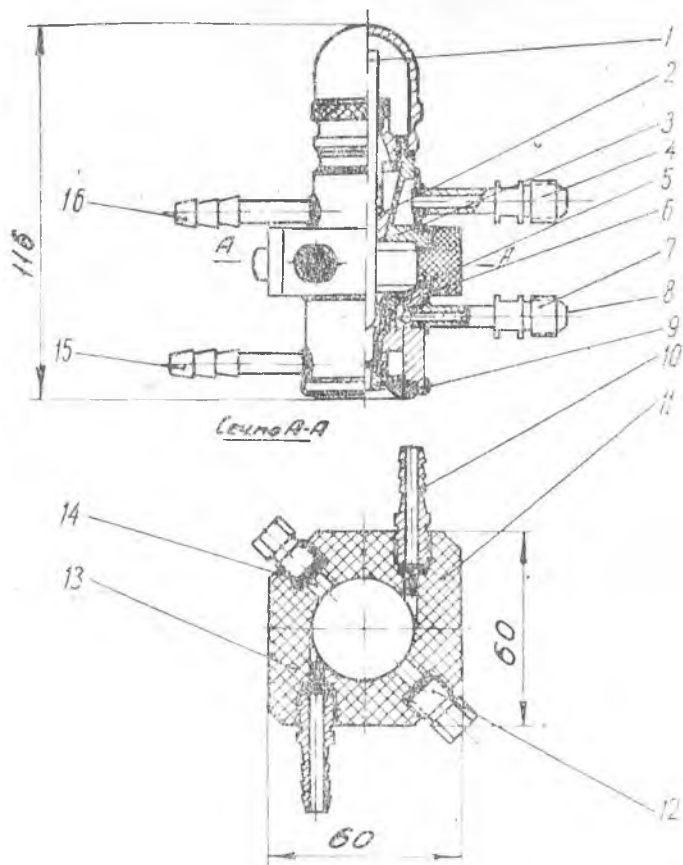
РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследовалась высокотемпературная (до 9500°K) аргоновая струя, истекающая в атмосферу. Генератором такой струи служила спроектированная и изготовленная в термодинамической лаборатории Куйбышевского авиационного института газопоршневая горелка. Чертеж ее показан на фиг. 3.

Основными узлами горелки являются: узел электрода, текстолитовый корпус и узел сопла. Катодом служит вольфрамовый стержень 1 диаметром 7 мм., крепящийся с помощью латунной цанги 2 в латунном корпусе 3. Анодом служит медное сопло 5 с диаметром выходного отверстия 4 мм. Сопло с помощью гайки 9 крепится в латунном корпусе 6.

Узел электрода электрически изолируется от узла сопла с помощью текстолитового корпуса 11, конструкция которого позволяет осуществлять тангенциальную подачу аргона в камеру через два штуцера 10 и радиальную через два сверления 14, которые на чертеже заглушены пробками 12.

Для изменения интенсивности вихревого движения аргона в камере применялись смешные жиклеры 13 с диаметрами 4,1; 3,2 и



Фиг. 3. Исследовательская газэлектрическая горелка.

1,2 мм. И сопло и электрод охлаждаются водой, которая подводится по штуцеру 7, а отводится по штуцеру 4. Штуцеры 15 и 16 соединены между собой резиновым шлангом. Латунный вкладыш 8 служит для увеличения скорости протекания охлаждающей воды, которая составляла около 15 м/сек. Штуцеры 4 и 7 одновременно служили и как токоподводы. Системы питания горелки аргоном, электрическим током, охлаждающей водой, и также система запуска аналогичны описанным в [8].

Горелка работает по схеме выделенной струи, т. е. дуга горит между электродом и соплом, не выходя за пределы горелки.

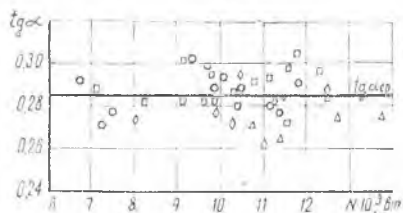
В ходе экспериментов была исследована геометрическая структура струи, т. е. найдено положение наружной и внутренней границы зоны смешения. Наружная граница исследовалась по фотоснимкам, сделанным с помощью теневого прибора ИАБ-451. Типичный

теневого снимок, на котором отчетливо видно положение наружной границы, показан на фиг. 4. Этот и все прочие фотоснимки хорошо подтверждают предположение о прямолинейности наружной границы.



Фиг. 4. Теплеровский фотоснимок горячей струи

Результаты измерения тангенса полуугла раствора наружной границы зоны смешения представлены на фиг. 5. Режимы работы горелки изменялись в широких пределах. Стабилизация дуги осуществлялась двумя способами: струйным (радиальная подача) и вихревым (тангенциальная подача через жиклеры с различными диаметрами проходных отверстий).



Фиг. 5. Зависимость тангенса полуугла раствора наружной границы от подведенной к горелке мощности.

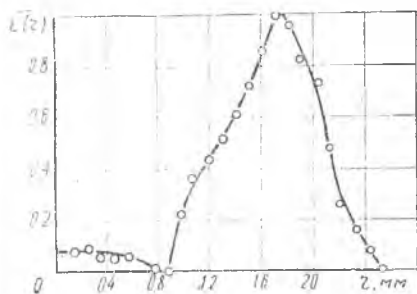
(○ — радиальная подача, \triangle — вихревая подача $d_{\text{ж}} = 4,1$ мм, \square — вихревая подача $d_{\text{ж}} = 3,2$ мм, \diamond — вихревая подача $d_{\text{ж}} = 1,2$ мм.)

по данным измерения импульса струи, — в пределах $650 \div 950 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$.

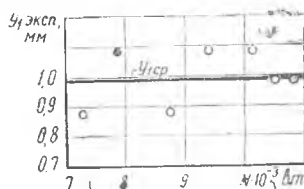
При этом оказалось возможным аппроксимировать все результаты измерения положения наружной границы горизонтальной прямой, пересекающей ось ординат при значении $\text{tg } \alpha = 0,285$. Подавляющее большинство экспериментальных точек отклоняется от этой прямой не более чем на $\pm 5,5\%$, что не превышает точности

эксперимента. Таким образом, можно сделать вывод, что положение наружной границы остается неизменным в довольно широком диапазоне изменения параметров истечения.

Для определения положения внутренней границы зоны смешения регистрировался спектр излучения высокотемпературных участков этой зоны. Внутренняя граница зоны смешения определялась по интенсивности суммарного излучения канта молекулярного азота воздуха, поступающего в струю. Суммарное распределение интенсивности по высоте струи пересчитывалось на радиальное путем



Фиг. 6. Зависимость относительной интенсивности излучения канта молекулярного азота $\lambda=3371,3\text{Å}$ от радиуса струи. Спектр сфотографирован на расстоянии 2,5 мм от среза сопла.



Фиг. 7. Зависимость радиальной координаты внутренней границы от подводимой к горелке мощности. (Подача аргона в камеру — радиальная, давление в камере — $18,8 \cdot 10^{11} \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$)

численного решения интеграла Абея [9]. Было установлено, что в направлении к оси струи интенсивность излучения канта сначала растет при переходе к более горячим участкам зоны смешения, а затем, при подходе к внутренней границе, спадает до нуля из-за отсутствия в ядре азота. Регистрация спектра осуществлялась с помощью кварцевого спектрографа ИСП-28. Обработке подвергался устойчивый кант второй положительной системы полос молекулярного азота с длиной волны $\lambda=3371,3\text{Å}$. Пересчет суммарного распределения интенсивности на радиальное производился на машине «Урал-1».

На фиг. 6 представлена зависимость относительной (нормировка на максимум) интенсивности излучения $\epsilon(r)$ молекулярного канта N_2 от расстояния от оси струи r .

Мощность, подводимая к горелке, составляла $N=7,29 \cdot 10^3 \text{ вт}$, расход аргона $G=1,86 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{сек}}$; при этом среднемассовые значения температуры струи на срезе сопла и скорости истечения составляли соответственно 4500°К и $660 \frac{\text{м}}{\text{сек}}$. Из фиг. 6 видно, что спад левой ветви кривой $\epsilon(r)$ заканчивается при $r=0,88 \text{ мм}$, что соответствует радиальной координате внутренней границы в данном поперечном сечении струи.

На фиг. 7 представлены данные серии экспериментов по определению положения внутренней границы. Аргон подавался в камеру радиально. Подводимая к горелке мощность изменялась в пределах $7 \cdot 10^3 \div 11 \cdot 10^3$ вт. Давление в камере поддерживалось постоянным — $18,8 \cdot 10^4 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$. При этом среднемассовая температура на срезе сопла изменялась в пределах $4500 \div 7400^\circ\text{К}$, а среднемассовая скорость истечения — $650 \div 820 \frac{\text{М}}{\text{сек}}$. Во всех случаях спектр струи снимался на расстоянии 2,5 мм от среза сопла.

Все экспериментально измеренные значения радиальной координаты внутренней границы зоны смешения в данном сечении струи достаточно хорошо аппроксимируются горизонтальной прямой с координатой $y_{1\text{ср}} = 0,99$ мм. Разброс точек не превышает $\pm 11\%$.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ТЕОРИЕЙ

Для иллюстрации того, насколько результаты теоретического расчета геометрических характеристик начального участка струи совпадают с данными эксперимента, рассчитана таблица 1.

Таблица 1

1	$T_0, ^\circ\text{К}$	4000	8000	12000	16000
2	$J_0 10^{-6}, \frac{\text{дж}}{\text{кг}}$	2,080	4,230	11,560	43,600
3	$\rho_{\text{от}}, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	0,1217	0,0608	0,0363	0,0175
4	$\rho_{\text{оф}}, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	0,1217	0,0599	0,0363	0,0186
5	$\frac{\rho_{\text{оф}} - \rho_{\text{от}}}{\rho_{\text{от}}} \cdot 100\%$	0,00	-1,48	0,00	+6,59
6	D_2	0,610	0,610	0,504	0,496
7	C	0,731	0,731	0,575	0,566
8	$L, \text{мм}$	4,49	4,49	6,91	7,13
9	$L_{\text{эксп}}, \text{мм}$	4,95	4,95	—	—
10	$\frac{L_{\text{эксп}} - L}{L} \cdot 100\%$	10,2	10,2	—	—

В первой строке таблицы даны температуры на срезе сопла горелки, во второй и третьей строке — соответствующие этим температурам значения энтальпии I_0 и плотности $\rho_{от}$, взятые из [10].

В четвертой строке представлено значение плотности $\rho_{оф}$, вычисленное по формуле (5) при $T \leq 8000^\circ K$ и по формуле (6) при $T > 8000^\circ K$.

Пятая строка дает возможность оценить точность, с которой уравнения (5) и (6) аппроксимируют данные расчета термодинамических функций аргона. Числовые значения коэффициента D_2 вычислялись по формуле (19) при $T \leq 8000^\circ K$ и путем решения интеграла (13) при $T > 8000^\circ K$.

Экспериментальная константа C вычислялась по формуле

$$C = \frac{tg \alpha_{ср}}{1 - D_2}, \quad (20)$$

где $tg \alpha_{ср} = 0,285$ (фиг. 5).

Длина ядра L вычислена по формуле (18) с учетом (20), т. е. привлечением данных эксперимента по определению положения наружной границы зоны смешения.

В девятой строке длина ядра $L_{эксп}$ вычислена по данным эксперимента по определению положения внутренней границы зоны смешения; предполагалось, что внутренняя граница прямолинейна. Исхождение данных восьмой и девятой строк составляет $\sim 10\%$, по следует считать вполне удовлетворительным.

ВЫВОДЫ

Изложенная в работе теория начального участка высокотемпературной турбулентной струи хорошо согласуется с результатами экспериментов вплоть до $8000^\circ K$, что позволяет рекомендовать ее в качестве инженерного метода расчета.

При температурах, больших $8000^\circ K$, теория дает увеличение длины начального участка (уменьшение ширины зоны смешения) с ростом температуры. Это на первый взгляд противоречит теории В. А. Голубева [3], согласно которой с увеличением температуры ширина зоны смешения увеличивается, следовательно, длина ядра уменьшается. При этом в теории В. А. Голубева коэффициент β — показатель степени в уравнении (1) считается постоянным в любой точке зоны смешения. В данной же теории аргоновой струи при $8000^\circ K$ используется уравнение состояния с $\beta_1 = 1,000$, а при $8000^\circ K$ — с $\beta_2 = 0,500$. Таким образом, чем более начальная температура струи превышает $8000^\circ K$, тем на большую долю зоны смешения распространяется действие уравнения состояния с $\beta_2 = 0,500$. Эквивалентно уменьшению среднего для всей зоны смешения коэффициента β . С уменьшением же β по теории В. А. Голубева длина ядра растет. По-видимому, в случае аргоновой струи темп падения L , связанный с уменьшением β , выше темпа падения L , связанного с увеличением температуры, чем и исчерпывается отмеченное противоречие.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй, Физматгиз, 1960.
 2. В. А. Голубев. Теоретическое исследование турбулентной плоскопараллельной струи высокой температуры с учетом диссоциации и ионизации. Инженерно-физический журнал; т. IV, № 6, 1961.
 3. В. А. Голубев. К вопросу расчета турбулентной струи с очень высокой температурой. Инженерный журнал, т. I, вып. 4, 1961.
 4. V a d e W. L. Simple Analytical Approximation to the Equation of State of Dissociated Air. ARS 29, N 4, 298, 1959.
 5. Се Сян-Чунь. Распространение плазменной струи в затопленном пространстве. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, № 3, 1962.
 6. Е. В. Гаркавий. Измерение температуры дуговой струи. Инженерно-физический журнал, т. VI, № 2, 1963.
 7. В. Ф. Сивиркин. Теория начального участка дозвуковой затопленной высокотемпературной струи. (Опубликована в настоящем сборнике).
 8. В. М. Дорофеев, Л. П. Муркин, В. П. Шадов, В. Ф. Сивиркин, В. И. Мартьянов. Газоэлектрическая горелка с вихревой стабилизацией дуги. Сварочное производство № 2, 1964.
 9. Пирс. Расчет распределения по радиусу фотонных излучателей в симметричных источниках. Получение и исследование высокотемпературной плазмы, ИИИ Москва, 1962.
 10. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. ГИФМЛ, Москва, 1963.
-