

В. Ф. СИВИРКИН, Н. М. РОГАЧЕВ,  
В. Е. КУЗНЕЦОВ

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСНОВНОГО УЧАСТКА СТРУИ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЫ В УСТАНОВКАХ АВТОМАТИЧЕСКОГО НАГРЕВА

Плазменные струи нашли широкое применение в науке и технике и в первую очередь там, где необходима высокая концентрация энергии в единице объема: в гиперзвуковых аэродинамических трубах, в плазменных двигателях, в электродуговых подогревателях, для химического синтеза и обработки тугоплавких материалов и т. д. Рабочий процесс подобных энергетических установок во многих случаях необходимо вести по заданной программе, требующей определенного изменения свойств плазменной струи. Для создания автоматических систем, обеспечивающих проведение такого рода процессов, необходимо всестороннее экспериментальное и теоретическое исследование распределения параметров в различных сечениях плазменных струй.

Решение задач об изотермических и слабонагретых струях с исчерпывающей полнотой приведено в [1]. Там же дана общая постановка задачи о высокотемпературных (плазменных) струях. Результаты теоретического и экспериментального исследования плазменных струй приведены в работах [2]–[9]. В [2], [4] и [5] дается решение задачи о начальном участке плазменной струи, основанное на дифференциальных уравнениях струйного пограничного слоя. Выводы теории подтверждены экспериментами. В [3], [7], [8], [9] приведены экспериментальные данные по основному участку плазменной струи. В [6] решение задачи об основном участке плазменной струи основано на использовании интегральных соотношений струйного пограничного слоя. Однако из него не следует увеличение угла раствора границ струи с ростом начального подогрева. Между тем, это обстоятельство является в настоящее время твердо установленным фактом. В данной работе этот недостаток устранен путем использования соответствующих предположений из [1].

## Теоретическое исследование основного участка турбулентной плазменной струи

На рис. 1 показаны геометрическая структура, профили скорости и полной энтальпии в различных сечениях струи. В начальном сечении 0—0 принимаем профили скорости и энтальпии по-

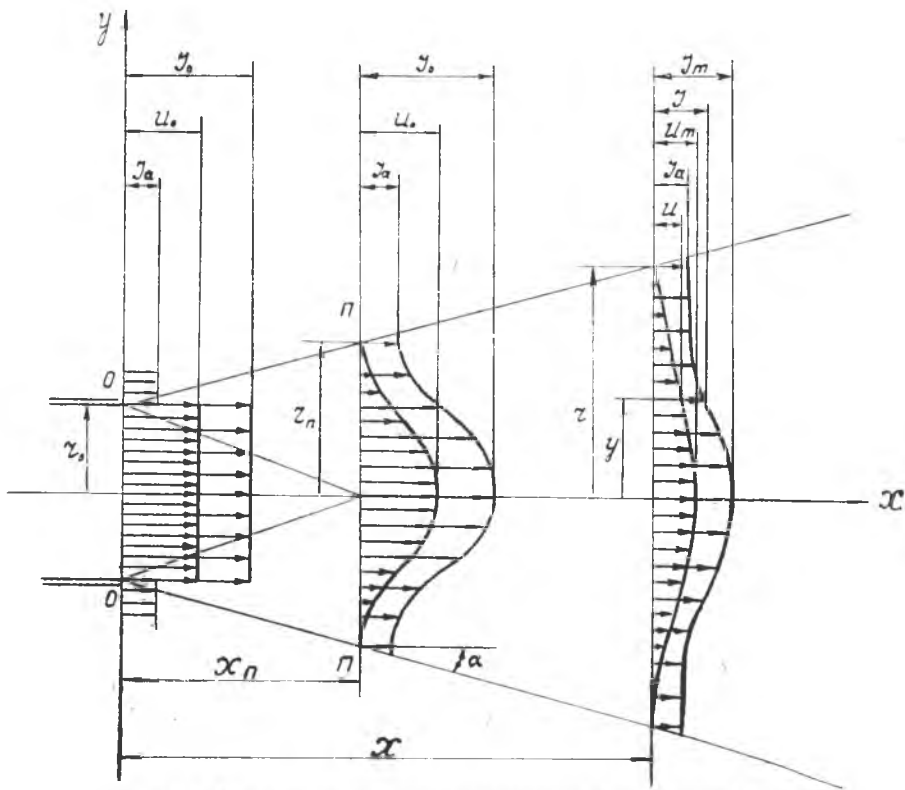


Рис. 1. Схема распространения затопленной плазменной струи

стоянными. Полагаем, что границы струи прямолинейны и переходный участок струи отсутствует и, значит, сечение  $\Pi-\Pi$  отделяет начальный участок струи длиной  $x_n$  от основного участка. Считаем, что профили скорости и энтальпии в любом сечении основного участка подобны и подчинены закону «трех вторых» Шлихтинга. Учет диссоциации и ионизации осуществляется путем использования вместо уравнения состояния уравнения изобарической связи между плотностью и полной энтальпией, включающей в себя теплоту диссоциации и ионизации [10].

При указанных допущениях нужно определить положение в пространстве границы струи как функцию начальных параметров

истечения и установить закон изменения осевых значений скорости и энтальпии. Задачу решаем для случая осесимметричной струи.

Если статическое давление во всем поле течения струи постоянно (что имеет место для дозвуковых струй), то уравнение сохранения избыточного импульса будет иметь вид

$$\int_0^r \rho U^2 y dy = \int_0^{r_n} \rho_n U_n^2 y_n dy. \quad (1)$$

Уравнение сохранения избыточной энтальпии

$$\int_0^r (I - I_a) \rho U y dy = \int_0^{r_n} (I_n - I_a) \rho_n U_n y_n dy. \quad (2)$$

Изобарическая связь между плотностью и энтальпией

$$\rho = \frac{\alpha}{I^\beta}. \quad (3)$$

Уравнение распространения струи

$$\frac{dr}{dx} = ck(\Theta_m). \quad (4)$$

Здесь  $x$  и  $y$  — продольная и поперечная координаты произвольной точки струи;

$r$  — поперечная координата границы струи;

$\rho$ ,  $u$ ,  $I$  — плотность, скорость и полная энтальпия;

$\alpha$ ,  $\beta$  — коэффициенты, зависящие от давления и температурного диапазона, охватываемого уравнением (3);

$\Theta_m = \frac{I_m}{I_a}$  — отношение энтальпии на оси к энтальпии окружающей среды;

$k(\Theta_m)$  — некоторая функция  $\Theta_m$ , смысл которой будет пояснен ниже;

$c$  — экспериментальная константа.

Индекс «о» относится к условиям на срезе сопла, индекс «п» — к условиям в переходном сечении, индекс «m» — к условиям на оси струи, а индекс «a» — к условиям окружающей среды.

Принимая для основного участка струи справедливость соотношений Шлихтинга, для профилей скорости и полной энтальпии будем иметь:

$$\frac{U}{U_m} = (1 - \xi^{3/2})^2, \quad (5)$$

$$\frac{I - I_a}{I_m - I_a} = 1 - \xi^{3/2} \quad (6)$$

где  $\xi = \frac{y}{r}$  — безразмерная координата.

Используя (1) ÷ (3), (5), (6) и полагая, что  $J \gg J_a$  и  $J_m \gg J_a$  для изменения осевых параметров вдоль оси струи получим

$$\frac{U_m}{U_0} = \frac{I_m}{I_0} = \left(\frac{r_n}{r}\right)^{\frac{2}{2-\beta}}, \quad (7)$$

$$\frac{\rho_m}{\rho_0} = \left(\frac{r_n}{r}\right)^{-\frac{2\beta}{2-\beta}}. \quad (8)$$

Полагая, согласно Г. Н. Абрамовичу [1], что

$$k(\Theta_m) = \frac{U_m}{k(1)U_{cp}}, \quad (9)$$

и принимая

$$U_{cp} = \frac{\int_0^r \rho U^2 y dy}{\int_0^r \rho U y dy}, \quad (10)$$

на основании (3), (5) и (6) при  $I_m \gg I_a$  получим

$$k(\Theta_m) = \frac{(5,333 - \beta)(4,333 - \beta)}{1,93(4 - \beta)(3 - \beta)}. \quad (11)$$

Множитель 1,93 введем в знаменатель с тем расчетом, чтобы для случая изотермической струи, т. е. когда  $\beta = 0$ ,  $k(\Theta_m)$  обращался в 1.

Интегрируя (4) от переходного сечения до произвольного сечения основного участка, получим

$$r = r_n + ck(\Theta_m)(x - x_n). \quad (12)$$

Угол раскрытия струи в основном участке определяется из (12).

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{r - r_n}{x - x_n} = ck(\Theta_m).$$

Величина  $r_n$  и  $x_n$  определяется из решения задачи о начальном участке.

### Экспериментальная установка Режимы и методика испытаний

Экспериментальные исследования проводились на высокоэнтальпийной струе воздушной плазмы, полученной в плазматроне постоянного тока, схема которого представлена на рис. 2. Электрическая дуга горела между медными водоохлаждаемыми электродами 1 и 3, в промежутке между которыми устанавливались электрически нейтральные шайбы 2. Стабилизация дуги осуществлялась воздухом, тангенциально подаваемым в плазматрон через вихревые каналы, расположенные между электродами и промежу-

точными шайбами. Запуск установки производился при помощи осциллятора ОСПЗ-1М. Питание плазматрона электроэнергией осуществлялось от двух генераторов постоянного тока общей мощностью 300 квт.

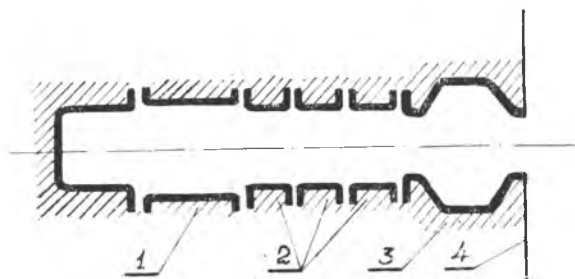


Рис. 2. Схема плазматрона:

1 — катод; 2 — промежуточные шайбы; 3 — сопло; 4—экран

Воздух, нагретый в плазматроне до высокой температуры, проходя через успокоительную камеру, истекал в неподвижный атмосферный воздух через цилиндрическое сопло диаметром 12 мм. Для имитации истечения из отверстия в бесконечной стенке на срезе сопла устанавливался плоский экран диаметром один метр. Режимы наиболее устойчивой работы плазматрона, при которых производились исследования, приведены в таблице 1.

Таблица 1

Рабочее тело	Ток, а	Напряжение горения дуги, в	Массовый расход рабочего тела, кг/сек	Давление в успокоительной камере, н/м <sup>2</sup>	Среднемассовая температура струи, [°K]
Воздух	370	340	$10,2 \cdot 10^{-3}$	$0,65 \cdot 10^5$	3900
	350	310	$7 \cdot 10^{-3}$	$0,226 \cdot 10^5$	4400

В экспериментах замерялись расход воздуха через плазматрон, электрическая мощность, выделяющаяся на дуге, расход и температура охлаждающей воды. По этим данным определялся к. п. д. плазматрона и среднемассовая температура газа, истекающего из сопла:

Измерение местных значений динамических напоров в струе производилось с помощью охлаждаемого зонда\* и водяного пьезометра.

\* Схема конструкции зонда приведена в статье В. Ф. Сивиркина, Н. М. Рогачева «Расчет и измерения параметров переходного участка плазменной струи» настоящего сборника.

Радиальные изменения температуры газа в струе определялись только в наиболее удаленных от среза сопла сечениях Г-образной неохлаждаемой вольфрам-вольфрамрениевой и платино-платинородиевой термодиами, спай которых устанавливался вдоль по потоку.

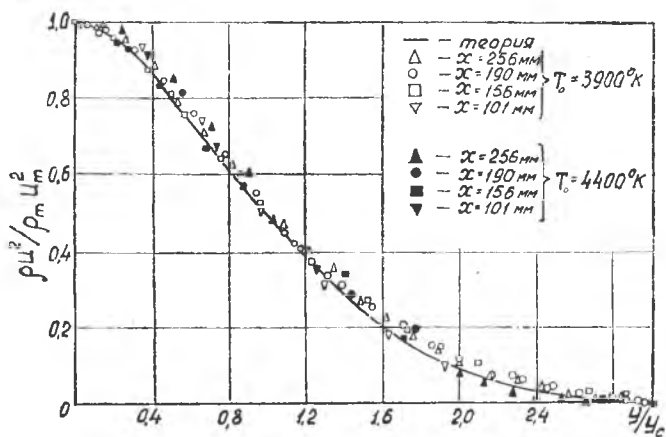


Рис. 3. Профиль скоростных напоров:

$y$  — расстояние от оси;  $u_c$  — расстояние до точки с половинным значением скоростного напора

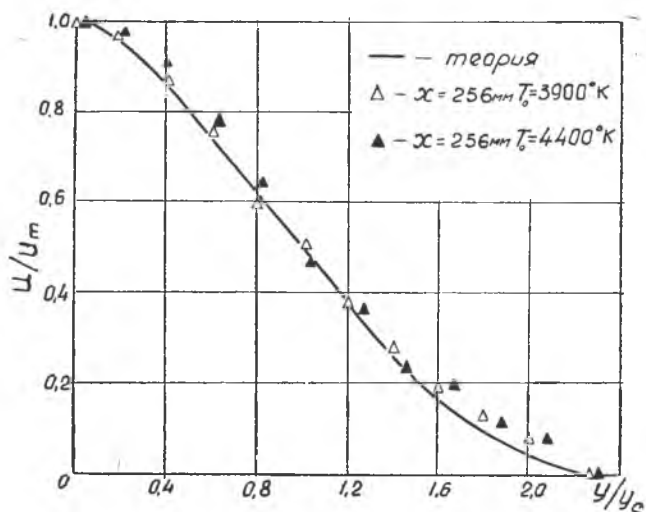


Рис. 4. Профиль безразмерной скорости:

$y$  — расстояние от оси;  $u_c$  — расстояние до точки с половинным значением скорости

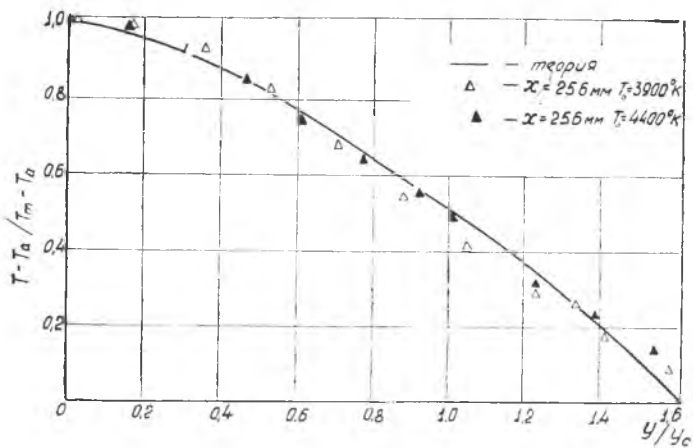


Рис. 5. Профиль безразмерной температуры:  
 $y$  — расстояние от оси;  $y_c$  — расстояние до точки с половинным значением температуры

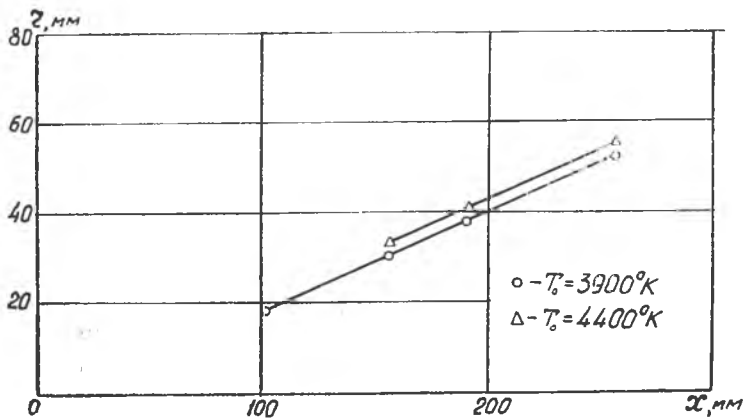


Рис. 6. Зависимость внешней границы струи  $r$ , мм от продольной координаты  $x$ , мм.

Термопара и охлаждаемый зонд перемещались в вертикальном и радиальном направлениях в поле струи координатником. Замеры проводились в горизонтальной плоскости, которая проходила через точку максимального динамического напора.

Результаты экспериментов представлены на рис. 3, 4 и 5. Теоретические значения безразмерных профилей скоростных напоров  $\frac{\rho U^2}{\rho_m U_m^2}$ , скорости  $\frac{U}{U_m}$  и температуры  $\frac{T}{T_m}$  удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

На рис. 6 показано положение наружной границы струи в области основного участка, определенное по замеренным профилям динамических напоров методом, изложенным в [9]. Экспериментальные точки указывают на прямолинейность наружной границы струи в области основного участка, а также на увеличение ширины струи с ростом начального подогрева. Тангенс угла наклона наружной границы к оси струи, определенный экспериментально ( $\text{tg}\alpha_{\text{экспер}}=0,23$ ), несколько меньше теоретического ( $\text{tg}\alpha_{\text{теор}}=0,26$  при  $\beta=0,845$ ). Расхождение объясняется тем, что для имевших место в данном эксперименте начальных температур предположение о бесконечно большом начальном подогреве является несколько грубым.

## ВЫВОДЫ

1. С ростом начального подогрева толщина свободной турбулентной струи увеличивается.
2. Теоретический и экспериментальный углы раскрытия струи находятся в удовлетворительном соответствии. Некоторое превышение теоретического угла раскрытия над экспериментальным объясняется тем, что в экспериментах имело место существенное отклонение от условия  $\Theta_m \gg 1$ .
3. Изменение параметров струи по радиусу удовлетворительно описывается профилями Шлихтинга.
4. Предложенная методика расчета основного участка плазменной струи может быть рекомендована для приближенных инженерных расчетов при проектировании и изготовлении установок автоматического нагрева.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй, Физматгиз, 1960.
2. Исследование турбулентных струй воздуха, плазмы и реального газа. Сборник статей под ред. Г. Н. Абрамовича, «Машиностроение», 1967.
3. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости, «Наука», 1965.
4. В. А. Голубев. К вопросу расчета турбулентной струи с очень высокой температурой. Инженерный журнал, т. 1, вып. 4, 1961.
5. В. А. Голубев. Теоретическое исследование турбулентной плоскопараллельной струи высокой температуры с учетом диссоциации и ионизации. Инженерно-физический журнал, т. IV, № 6, 1961.



6. Се Сян-Чунь. Распространение плазменной струи в затопленном пространстве. Известия АН СССР, О. Т. Н., Механика и машиностроение, № 3, 1962.

7. Грей, Джекобс. Экспериментальное исследование турбулентного перемешивания в частично ионизованном газе. Ракетная техника и космонавтика, т. 2, № 3, 1964.

8. О, Коннор, Комфорт, Кэсс. Турбулентное смешение осесимметричной струи частично диссоциированного азота с окружающим воздухом. Ракетная техника и космонавтика, т. 4, № 11, 1966.

9. В. Я. Безменов, В. С. Борисов. Турбулентная струя воздуха, нагретого до 4000°К, Известия АН СССР, О. Т. Н., Энергетика и автоматика, № 4, 1961.

10. Bade W. L., Simple Analytical Approximation to the Equation of State of Dissociated Air, ARS., vol 29, № 4, 1959.

