

В. Ф. Сивиркин, Н. М. Рогачев

РАСЧЕТ И ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЕРЕХОДНОГО УЧАСТКА ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ

Принятые обозначения

- U, ρ, I — скорость, плотность и полная энтальпия;
 T — температура;
 r — поперечная ордината границы струи;
 x, y — продольная и поперечная ординаты произвольной точки струи;
 Γ — гамма-функция;
 A, β — коэффициенты, зависящие от рода газа и температурного интервала;
 α — угол наклона наружной границы к оси струи;
 $\xi = \frac{y}{r}$ — безразмерная ордината;
 $\eta = \frac{r-y}{r-r_1}$ — безразмерная ордината;
 c — экспериментальная константа;
 k — коэффициент расширения струи, зависящий от степени подогрева.

Индексы

- o — относится к условиям на срезе сопла;
 n — в сечении П—П;
 m — на оси струи;
 H — в начальном участке;
 a — к условиям окружающей среды;
 1 — к условиям на внутренней границе струи.

При исследовании структуры турбулентной струи все поле течения принято делить на три участка: начальный, переходный и основной [1] (рис. 1), каждый из них характеризуется своими закономерностями, что делает невозможным получение единого решения для всего поля течения.

В переходном участке происходит постепенный переход от закономерностей начального участка к закономерностям основного участка. Часто при исследовании струйных течений пользуются

упрощенной схемой, предполагающей длину переходного участка равной нулю [1, 2, 3].

Однако в целом ряде практически важных случаев применения плазменных струй (моделирование условий входа в плот-

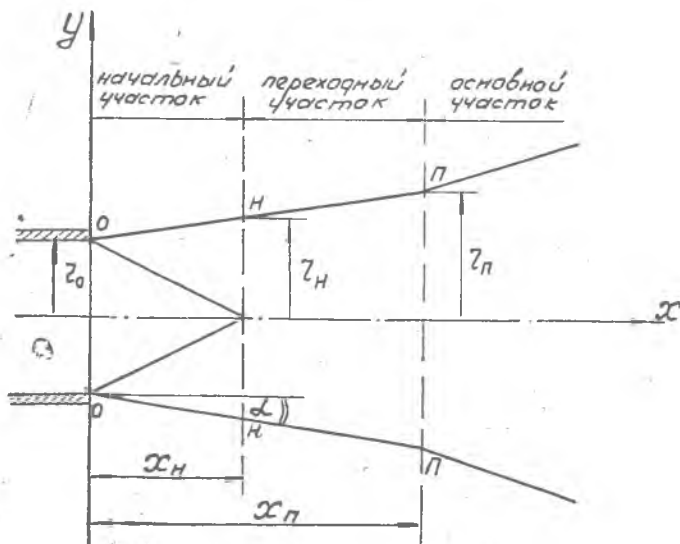


Рис. 1. Схема распространения струй

ные слои атмосферы, плазменное напыление тугоплавких материалов, плазменная резка выделенной струей и т. д.) переходный участок представляет большой интерес. Имеется ряд работ, посвященных анализу течения холодных струй в переходном участке [1, 4, 5]. Для плазменных струй такие работы нам не известны. Цель данной работы — распространить методы исследования переходного участка холодных струй на плазменные.

В [1] имеются замечания о том, что для несжимаемой жидкости внешняя граница переходного участка прямолинейна и является продолжением внешней границы начального участка. Распространяя эти утверждения на плазменную струю, будем иметь:

$$r = r_0 + \operatorname{tg} \alpha \cdot x. \quad (1)$$

Запишем уравнение сохранения импульса и избыточной энthalпии для сечения 0—0 и П—П:

$$\rho_0 U_0^2 \pi r_0^2 = 2\pi \int_0^{r_n} \rho U^2 y dy, \quad (2)$$

$$\rho_0 U_0 (I - I_a) \pi r_0^2 = 2\pi \int_0^{r_n} \rho U (I - I_a) y dy. \quad (3)$$

Для профилей скорости и энтальпии в сечении П—П принимаем соотношения Шлихтинга для основного участка [1]:

$$\frac{U}{U_{mn}} = (1 - \xi^{1,5})^2, \quad (4)$$

$$\frac{I - I_a}{I_{mn} - I_a} = 1 - \xi^{1,5}. \quad (5)$$

Для учета эффектов диссоциации и ионизации воспользуемся уравнением изобарической связи между ρ и I , предложенным в работе [6].

$$\rho = \frac{A}{I^\beta}, \quad (6)$$

Полагая $I \gg I_a$, $I_{mn} \gg I_a$, для осевого значения динамического напора в сечении П—П получим:

$$\frac{\rho_{mn} U_{mn}^2}{\rho_0 U_0^2} = \frac{1}{2B} \left(\frac{r_0}{r_n} \right)^2, \quad (7)$$

где

$$B = \frac{0,595 (4 - \beta) (3 - \beta) (2 - \beta) \Gamma(2 - \beta)}{(5,333 - \beta) (4,333 - \beta) (3,333 - \beta) (2,333 - \beta) \Gamma\left(2\frac{1}{3} - \beta\right)}.$$

Согласно опытам Пабста [4] и Кьюза [5], линии равных значений скорости в переходном участке холодной струи являются продолжением соответствующих лучей начального участка. Расчеты, выполненные в этом предположении для плазменной струи, дают увеличение динамического напора по длине переходного участка, что противоречит физической картине течения. Естественно предположить, что для плазменных струй не линии равных значений скорости, а линии равных значений динамических напоров в переходном участке являются продолжением соответствующих лучей начального участка.

Исходя из этих соображений, а также принимая для профилей скорости и энтальпии в начальном участке соотношения Шлихтинга [1]

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

$$\frac{I_0 - I}{I_0 - I_a} = 1 - \eta,$$

получим

$$\frac{\rho_m U_m^2}{\rho_0 U_0^2} = \eta_m^{-\beta} (2\eta_m^{1,5} - \eta_m^3)^2, \quad (8)$$

где $\eta_m = \frac{r}{c_n k_n x}$ — безразмерная осевая координата переходного участка, равная η при $y = 0$;

$c_n k_n x$ — ширина пограничного слоя начального участка, которую он имел бы, распространяясь до данного сечения переходного участка. Она определяется из решения задачи о начальном участке.

Используя (1) и (8), имеем:

$$\frac{\rho_m U_m^2}{\rho_0 U_0^2} = 2 \left[\frac{r \operatorname{tg} \alpha}{c_n k_n (r-r_0)} \right]^{\frac{3-\beta}{2}} - \left[\frac{r \operatorname{tg} \alpha}{c_n k_n (r-r_0)} \right]^{\frac{6-\beta}{2}} \quad (9)$$

Примем в качестве условия сопряжения переходного и основного участков равенство осевых значений динамических напоров и толщины струи в сечении П—П. Решая совместно уравнение (7) и (9), найдем $\frac{\rho_{mn} U_{mn}^2}{\rho_0 U_0^2}$ и r_n . Совместное решение уравнений (7) и (9) легко находится графически.

Графики скорости и энтальпии в произвольном сечении переходного участка можно рассчитать по приближенным формулам, полученным из тех соображений, что при $x = x_n$ профили должны соответствовать закономерностям начального участка, а при $x = x_n$ — закономерностям основного участка:

$$\frac{U}{U_m} \approx \frac{x_n - x}{x_n - x_n} [2(1 - \xi)^{1,5} - (1 - \xi)^3] + \frac{x - x_n}{x_n - x_n} (1 - \xi^{1,5})^2,$$

$$\frac{I}{I_m} \approx \frac{x_n - x}{x_n - x_n} (1 - \xi) + \frac{x - x_n}{x_n - x_n} (1 - \xi^{1,5}).$$

Величины x_n и r_n определяются из решения задачи о начальном участке.

Результаты экспериментов

В экспериментах исследовалась дозвуковая плазменная струя, истекающая из цилиндрического сопла плазмотрона постоянного тока. Рабочим телом служил воздух. Диаметр сопла плазмотрона 12 мм. С помощью медного водоохлаждаемого зонда и водяного пьезометра измерялись профили динамических напоров в поперечных сечениях струи на расстояниях 40 и 64 мм от среза сопла. Во

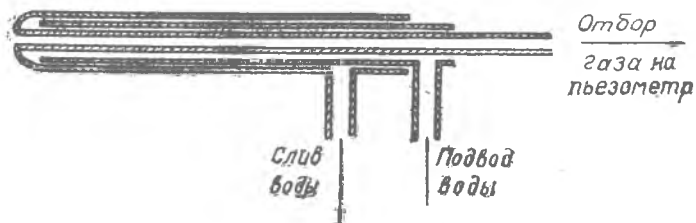


Рис. 2. Схема конструкции водоохлаждаемого зонда

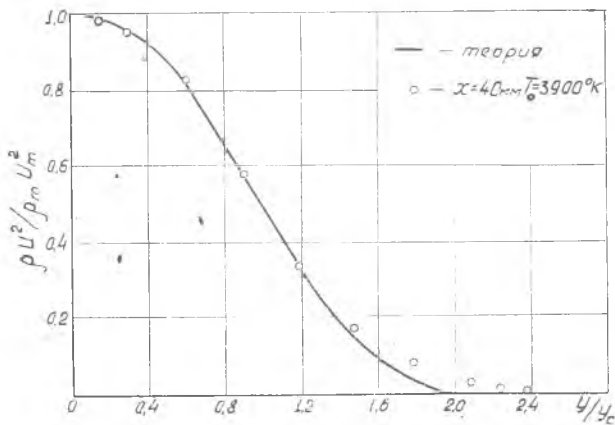


Рис. 3. Безразмерный профиль динамических напоров в сечении $x = 40$ мм: y — расстояние от оси; y_c — расстояние до точки с половинным значением скоростного напора

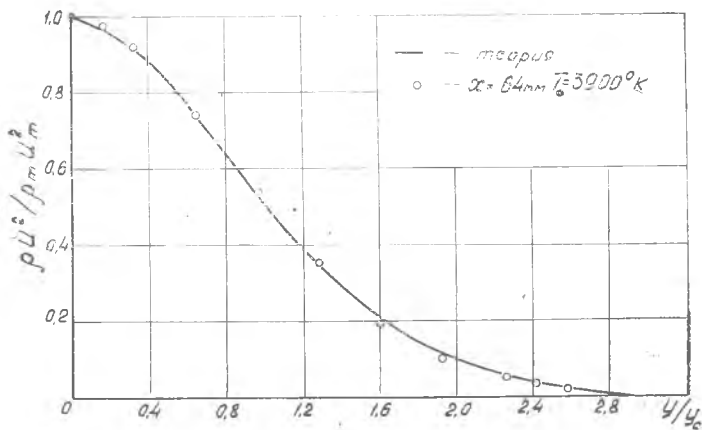


Рис. 4. Безразмерный профиль динамических напоров в сечении $x = 64$ мм: y — расстояние от оси; y_c — расстояние до точки с половинным значением скоростного напора

доохлаждаемый зонд, схема которого показана на рис. 2, имел наружный диаметр 4 мм и внутренний 0,9 мм. Вода в зонд подавалась из ресивера под давлением 20 атм.

На рис. 3 и 4 показаны безразмерные профили динамических напоров, полученные в результате экспериментов, которые удовлетворительно аппроксимируются теоретической кривой.

ВЫВОДЫ

1. Дано приближенное решение задачи о переходной области течения плазменной струи, позволяющее определять геометрические размеры переходного участка и распределение параметров в нем.

2. Результаты теоретических расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

3. Полученные результаты могут быть использованы при создании автоматических систем, регулирующих процессы, протекающие с применением плазменных струй.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй, Москва, 1960.
2. Се Сян-Чунь. Распространение плазменной струи в затопленном пространстве. Известия АН СССР, ОТН. Механика и машиностроение, № 3, стр. 39—45, 1962.
3. Т. Дж. О'Коннор, Е. Х. Комфорт, Л. А. Кэсс. Турбулентное смешение осесимметричной струи частично диссоциированного азота с окружающим воздухом. «Ракетная техника и космонавтика», т. 4, № 11, стр. 181—188, 1966.
4. O. Pabst. Die ausbreitung heißer Gasstrahlen in bewegter Luft, F. W. Flugzeugbau, U. M., № 8004, 8007, 1944.
5. A. Kuethe. Investigation of the turbulent mixing regions formed by jets J. of Appl. Mech., v. 11 № 3, p. A, 87, 1935.
6. W. L. Bade, Simple Analytical Approximation to the Equation of State of Dissociated Air, ARS 29, № 4, 298, 1959.

