

Н.Н. Кортиков, Ю.А. Соковишин

## ТУРБУЛЕНТНАЯ ПРИСТЕНОЧНАЯ СТРУЯ НА ИСКРИВЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В настоящее время решение ряда задач в авиационной технике и энергомашиностроении связано с изучением закономерностей распространения полуограниченных струй. Пристеночные струи применяются для снятия тепловых нагрузок узлов газотурбинных установок, при управлении пограничным слоем на несущих поверхностях летательных аппаратов и при конструировании приборов струйной автоматики.

Движение жидкости в пограничном слое, образованном пристеночной струей, достаточно сложно. В нем сочетается течение в пограничном слое со свободным струйным движением. Сложная структура пограничного слоя определяет трудность предсказания основных закономерностей распространения струи. В этой связи большое значение приобретают экспериментальные исследования. Широкие экспериментальные исследования проведены по изучению распространения турбулентной струи вдоль плоской пластины, работы [1-3]. Показано, что движение в струе является автомодельным и для расчета местного коэффициента сопротивления можно воспользоваться уравнением Блазиуса для течения в трубе [2]. Величина критерия Рейнольдса рассчитывается по максимальному значению продольной составляющей скорости и поперечной координате в этом сечении.

Практически более важным случаем движения является распространение турбулентной пристеночной струи вдоль вогнутых и выпуклых поверхностей. Течение вдоль искривленной поверхности сопровождается продольным и поперечным перепадами давления. Поперечный перепад давления обусловлен действием центробежных сил. При исследовании такого сложного течения исходным для получения расчетных формул является эксперимент.

Экспериментальный материал по исследованию течения турбулентных пристеночных струй на искривленных поверхностях ограничен и его совершенно недостаточно для получения надежных эмпирических формул по расчету коэффициентов теплоотдачи и сопротивления. В работе [4] изучается влияние кривизны поверхности на течение. Показано, что на выпуклой поверхности струя утолщается быстрее, чем при движении на плоской стенке, а на вогнутой - медленнее. Специфические особенности наблюдаются

при течении струи на выпуклой поверхности. В работе [5] отмечается почти полная безотрывность обтекания выпуклой поверхности и независимость точки отрыва струи от поверхности при изменении числа Рейнольдса. Исследование коэффициента сопротивления при струйном движении на цилиндре приведено в работе [6]. Экспериментальные данные получены при одном значении радиуса кривизны обтекаемой поверхности.

В приведенных работах исследования проводились при истечении струи из щелевых сопел больших размеров. Замеры скоростей выполнялись с помощью трубок полного напора или термоанемометра. В настоящей работе систематизированы результаты, полученные в работах [4-6], и расширен диапазон изменения числа Рейнольдса с помощью экспериментальных исследований на специальной установке, состоящей из вдувонагнетателя, ресивера и соплового аппарата, выходное сечение которого имело форму прямоугольника высотой  $b_0 = 1$  мм и шириной  $d = 50$  мм (рис.1).

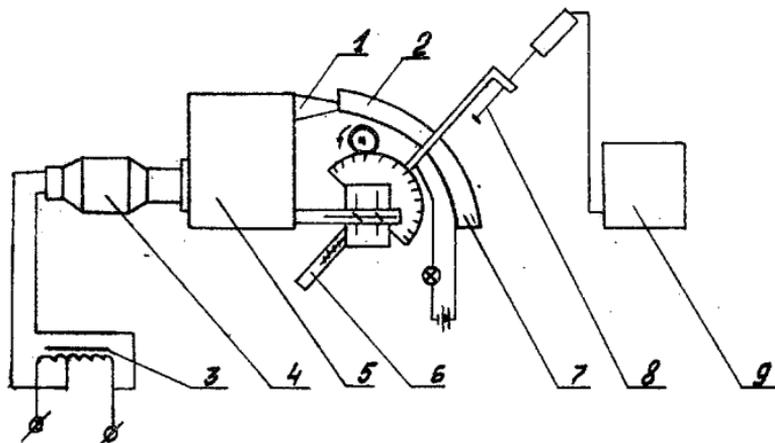


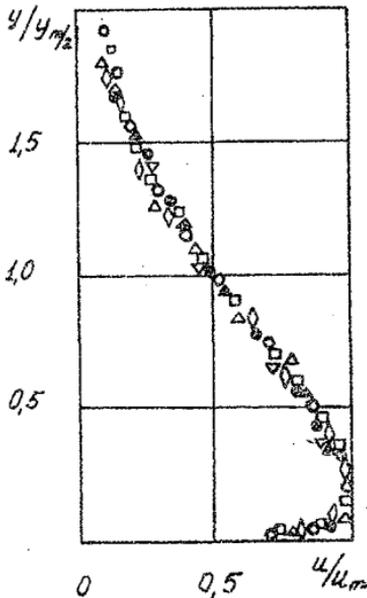
Рис.1. Схема установки:

1 - щелевое сопло; 2 - искривленная поверхность; 3 - автотрансформатор; 4 - вдувонагнетатель; 5 - ресивер; 6 - винтовой микрометр; 7 - ограждающие бортики; 8 - чувствительный элемент термоанемометра; 9 - термоанемометр

Скорость истечения изменялась в пределах от 15 до 71 м/сек. Для образования однородного поля скоростей на срезе сопла на выходе из ресивера установлена ламинаризирующая сетка. Криволинейные поверхности изготавливались заподлицо с нижней кромкой. Радиус кривизны вогнутой поверхности 170 мм, выпуклой - 150 мм. Для образования плоского тече-

ния устанавливались ограничивающие бортики. Перемещение насадка по нормали к поверхности осуществлялось винтовым микрометром, укрепленным на оси механизма верньерного типа. Измерение скоростей производилось термоанемометром АТА - I. Касание вольфрамовой нити термоанемометра поверхности контролировалось сигнальной лампочкой.

На рис. 2 представлены профили безразмерной продольной составляющей скорости  $u/u_m$  для выпуклой и вогнутой поверхностей. Профиль



скоростей, построенный в безразмерных переменных  $y/y_{m/2}$ , описывается одной кривой при различных числах Рейнольдса и не зависит от продольной криволинейной координаты. Это указывает на автомодельный характер движения турбулентной пристеночной струи вдоль искривленной поверхности. Область движения струи в зависимости от изменения поперечной координаты можно разделить на две. В первой ( $y/y_{m/2} < 0,16$ ) и во второй ( $y/y_{m/2} > 0,16$ ) областях, соответственно, можно предложить для продольной составляющей скорости следующие выражения:

$$\frac{u}{u_m} = \left( \frac{y}{y_m} \right)^{1/12};$$

Рис. 2. Безразмерный профиль скоростей пристеночной струи на искривленной поверхности

$\alpha - Re = 1000$ ;  $\bullet - 1980$ ;  
 $\Delta - 3800$ ;  $\blacktriangle - 4730$ ;  $\square - Re = 7000$ ,  
 $[6]$ ;  $\nabla - 15500$ ,  $\circ - 75200$ ,  
 $[4]$

$$\frac{u}{u_m} = sch \left[ 0,88 \frac{y - y_m}{y_{m/2} - y_m} \right], \quad (1)$$

где  $u_m$  - максимальное значение скорости в данном сечении струи;  $y_m$  - поперечная

координата точки с максимальной скоростью;  $y_{m/2}$  - поперечная координата точки, в которой скорость равна половине максимальной.

Приведенные выражения инвариантны относительно радиуса кривизны. Форма поверхности существенно сказывается на интенсивности пульсационной составляющей скорости. Увеличение толщины струи при движении около выпуклой поверхности обусловлено наличием центробежной

неустойчивости во внешней области пристеночной струи. С другой стороны, вогнутость поверхности способствует стабилизации течения.

Экспериментальные данные для значения  $y_{m/2}$  в зависимости от продольной криволинейной координаты  $x$  можно представить неявной зависимостью, справедливой для вогнутой и выпуклой поверхностей, [5]

$$\frac{y_{m/2}}{x} = 0,069 + 0,3 \frac{y_{m/2}}{R} - 0,08 \left( \frac{y_{m/2}}{R} \right)^2 \quad (2)$$

Решая квадратное уравнение (2), получим

$$\frac{y_{m/2}}{\theta_0} = \frac{R_1^2}{0,16} \left[ \left( \frac{0,3}{R_1} - \frac{1}{x_1} \right) + \sqrt{\left( \frac{0,3}{R_1} - \frac{1}{x_1} \right)^2 + \frac{0,022}{R_1^2}} \right], \quad (3)$$

где  $R$  - радиус кривизны поверхности;  $R_1 = R/\theta_0$ ;  $x_1 = x/\theta_0$ .

Положительный знак перед радикалом выбран вследствие того, что  $y_{m/2} > 0$  как для вогнутой, так и для выпуклой поверхностей. К такому же выводу можно прийти, если рассматривать выражение (3) в предельном случае  $R \rightarrow \infty$ .

Экспериментальные исследования [5,6] показали, что для пристеночной струи на искривленной поверхности количество движения остается постоянным. Продольный и поперечный градиенты давления оказывают влияние на пульсационные составляющие скорости, что сказывается на ее эжектирующих свойствах. При равномерном профиле скоростей и температур на срезе щелевого сопла постоянства количества движения и теплосодержания для несжимаемой жидкости записывается в виде

$$\int_0^{\infty} \left( \frac{u}{u_m} \right)^2 dy = \left( \frac{u_0}{u_m} \right)^2 \theta_0; \quad \int_0^{\infty} \frac{u}{u_m} \frac{\Delta T}{\Delta T_m} dy = \frac{u_0 \Delta T_0 \theta_0}{u_m \Delta T_m} \quad (4)$$

где  $u_0$  - скорость истечения струи;  $\Delta T$  - текущая избыточная температура в некотором сечении струи;  $\Delta T_0$  - избыточная температура на срезе сопла;  $\Delta T_m$  - максимальная избыточная температура в некотором сечении струи.

Как показано ранее, область течения турбулентной пристеночной струи разбивается на две с профилями скоростей (I). Считая, что  $\frac{\Delta T}{\Delta T_m} = \sqrt{\frac{u}{u_m}}$ , работа [7], и пользуясь соотношением (I), вычислим интегралы в уравнениях (4):

$$\int_0^{\infty} \left( \frac{u}{u_m} \right)^2 dy = 0,856 y_m + 0,758 (y_{m/2} - y_m); \quad (5)$$

$$\int_0^{\infty} \frac{u}{u_m} \frac{\Delta T}{\Delta T_m} dy = 0,890 y_m + 0,893 (y_{m/2} - y_m). \quad (6)$$

Подставляя вычисленные интегралы (5) и (6) в выражения (4) и учитывая, что  $\psi_m/\psi_{m/2} = 0,15$ , [5], получим уравнения изменения максимальной скорости и максимальной избыточной температуры при обтекании искривленной поверхности:

$$\frac{u_m}{u_0} = 1,135 \left(\frac{0,16}{R_1^2}\right)^{1/2} \left[ \left(\frac{0,3}{R_1} - \frac{1}{x_1}\right) + \sqrt{\left(\frac{0,3}{R_1} - \frac{1}{x_1}\right)^2 + \frac{0,022}{R_1^2}} \right]^{-1/2}; \quad (7)$$

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = 0,985 \left(\frac{0,16}{R_1^2}\right)^{1/2} \left[ \left(\frac{0,3}{R_1} - \frac{1}{x_1}\right) + \sqrt{\left(\frac{0,3}{R_1} - \frac{1}{x_1}\right)^2 + \frac{0,022}{R_1^2}} \right]^{-1/2}. \quad (8)$$

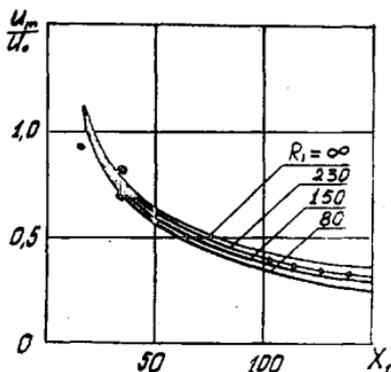


Рис.3. Распределение безразмерной максимальной скорости вдоль выпуклой поверхности

o - данные авторов и работы [6]

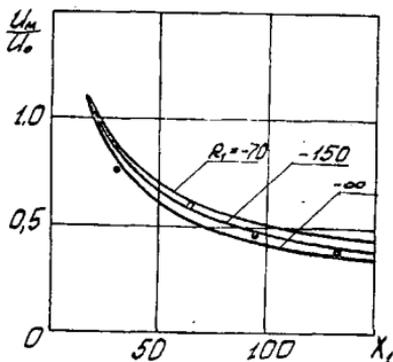


Рис.4. Изменение безразмерной максимальной скорости вдоль вогнутой поверхности

o - данные авторов

Из сопоставления соотношений (7) и (8) следует, что при обтекании плоской струей искривленной поверхности существует пропорциональная зависимость между безразмерной максимальной скоростью и безразмерной избыточной максимальной температурой в любом сечении струи:

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta T_0} = 0,868 \frac{u_m}{u_0}. \quad (9)$$

Аналогичная зависимость получена при растекании веерной струи на плоской и вогнутой поверхностях в работе [8].

Из щелевого сечения истекает жидкость объемного расхода  $Q_0 = u_0 b_0$ . В произвольном сечении искривленной струи объемный расход  $Q = \int_0^y u dy$ , отнесенный к  $Q_0$ , определяется по формуле

$$q = \frac{Q}{Q_0} = 1,256 \left( \frac{R_1^2}{0,16} \right)^{1/2} \left[ \left( \frac{0,3}{R_1} - \frac{1}{x_1} \right) + \sqrt{\left( \frac{0,3}{R_1} - \frac{1}{x_1} \right)^2 + \frac{0,022}{R_1^2}} \right]^{1/2} \quad (10)$$

с уменьшением радиуса кривизны обтекаемой вогнутой поверхности количество присоединенной массы уменьшается, для выпуклой поверхности - увеличивается.

Полученные аналитические выражения для безразмерной максимальной скорости сопоставляются с экспериментальными данными настоящей работы и работы [6] на рис. 3 и 4. Хорошее совпадение опытных данных и результатов расчетов указывает на достаточную надежность определения характеристик струи по уравнениям (7) и (8).

В работе [1] обнаружена слабая зависимость характеристик полуограниченной струи от числа Рейнольдса на срезе сопла при изменении того в широких пределах. Это указывает на возможность распространения полученных соотношений на более широкий диапазон чисел Рейнольдса.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Schwarz W.H., Cozart W.R. Two-dimensional turbulent wall jet. *J. Roy. Aeron. Soc.* 1958, 62, №12.
2. Sigalla A. Measurement of skin friction in plane turbulent wall jet. *J. Fluid Mech.*, 1961, 10, №4.
3. Сакипов Э.Б. Экспериментальное исследование полуограниченных струй. "Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики", вып. I. Алма-Ата, Изд. АН КазССР, 1964, 29-46.
4. Stzidhoz K., Fu P.K.C. Experimental investigation of curvature effects on turbulent wall jets. *Aeronaut. J.*, 1969, 73, №707, 977-981.
5. Newman B.G. The prediction of turbulent jets and wall jets. *Canad. Aeron. Space J.*, 1969, 15, №8.
6. Bradshaw B.A., Gee M.T. Turbulent wall jets with and without an external stream. *Aeronaut. Research Council Rep. and Mem.* 1962, №3252.

7. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
8. Гоман В.Г. Распространение веерной турбулентной струи вдоль плоской и вогнутой поверхностей твердого тела, ИФЖ, 1968, 14, № 5.

Е.М. Смирнов

### КОНИЧЕСКАЯ РАДИАЛЬНО-ЩЕЛЕВАЯ ТУРБУЛЕНТНАЯ СТРУЯ, ИСТЕКАЮЩАЯ ИЗ ИСТОЧНИКА КОНЕЧНОГО РАДИУСА

Л.Г. Лойцянский в работе [1] рассмотрена задача о конической радиально-щелевой струе, вытекающей из источника бесконечно малых размеров. При этом был исследован случай слабой закрутки струи. Решение, полученное для ламинарной струи, с помощью гипотезы постоянства турбулентной вязкости обобщалось на случай турбулентной струи. А.С. Гиневский работы [2, 3], получил решение задачи о ламинарной и турбулентной незакрученной веерной струе, истекающей из кольцевого источника конечного радиуса. Веерная струя, именуемая также (в отличие от конической радиально-щелевой) просто радиально-щелевой, представляет собой частный случай конической струи с углом полураствора на выходе из сопла  $\alpha_0 = \pi/2$ . В работе В.Г. Шахова [4] решение [2] обобщалось на случай слабозакрученной веерной струи.

Ниже приводится приближенное решение задачи о турбулентной слабозакрученной конической радиально-щелевой струе несжимаемой жидкости, вытекающей из источника конечного радиуса. Схема течения представлена на рисунке. Щель предполагается бесконечно узкой, таким образом, решение справедливо на основном участке реальной струи. Решение задачи получено на основе метода интегральных соотношений.

Введем ортогональную систему координат  $x, y, \varphi$ , где  $x$  отсчитывается от источника вдоль контура меридионального сечения поверхности, являющейся геометрическим местом точек с максимальными значениями скорости в поперечных сечениях струи, ось  $y$  направлена по нормали к контуру, а  $\varphi$  отсчитывается вокруг оси симметрии струи. Будем считать известной зависимость  $z_m(x)$ , где  $z_m$  - расстояние точки, принадлежащей поверхности максимальных скоростей, до