и совершая в (3.1) предельный переход $\sigma \to +\infty$ (штриховая линия на рис. 3), приходим к задаче

$$(3.3)\quad C_6^2 - X_6^2 - T_6^2 - H_6 = \int\limits_{X_6}^{+\infty} \frac{\partial^2 C_6(s, T_6)}{\partial s^2} \frac{ds}{(s - X_6)^{1/2}} - \gamma_6 \int\limits_{-\infty}^{X_6} \frac{\partial C_6(s, T_6)}{\partial T_6} \frac{ds}{(X_6 - s)^{1/4}},$$

$C_6 = (X_6^2 + T_6^2 + H_6)^{1/2} + \ldots$ $(T_6 \to -\infty,\ X_6 \to \pm\infty)$. Соотношение между эффектами нестационарности и взаимодействия регулируется параметром γ_6.

Задача (3.3) в точности совпадает с задачей о взаимодействии на передней кромке тонкого профиля, у которого угол атаки изменяется со временем по параболическому закону, достигая максимального значения в момент $T_6 = 0$ [5—7]. Задача требует численного решения, которое осложняется присутствием коротковолновой неустойчивости [5, 7]. Рассмотрим поэтому предельный случай докритических углов атаки $H_6 \gg 1$, где решение можно представить в виде

$$(\xi, \eta) = H_6^{-1/2}(X_6, T_6) = O(1),$$

$$C_6 = H_6^{-1/2} D_1(\xi, \eta) + H_6^{-9/8} D_2(\xi, \eta) + \ldots, \quad D_1 = (1 + \xi^2 + \eta^2)^{1/2},$$

$$D_2 = -\frac{\gamma_6 \eta}{2(1 + \xi^2 + \eta^2)^{1/2}} \int\limits_{-\infty}^{\xi} \frac{ds}{(1 + s^2 + \eta^2)^{1/2} (\xi - s)^{1/4}}.$$

Отметим, что в главном приближении решение симметрично по времени относительно момента $\eta = 0$. Однако линейная поправка в трении оказывается антисимметричной и, что существенно, отрицательной при $\eta > 0$. Отсюда следует существование слабого гистерезиса в решении при докритических значениях угла атаки профиля. Кроме того, знак функции D_2 указывает на то, что более чувствительным к отрыву оказывается этап уменьшения угла атаки.

Автор благодарит В. В. Сычева и А. И. Рубана за внимание к работе и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Тимошин С. Н.** Асимптотический анализ локально возмущенных пульсирующих течений в пограничном слое // ПМТФ.— 1988.— № 2.
2. **Рубан А. И.** Особое решение уравнений пограничного слоя, непрерывно продолжимое через точку нулевого поверхностного трения // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1981.— № 6.
3. **Рубан А. И.** Асимптотическая теория коротких зон отрыва на передней кромке тонкого профиля // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1982.— № 1.
4. **Stewartson K., Smith F. T., Kaups K.** Marginal separation // Stud. Appl. Math.— 1982.— V. 67, N 1.
5. **Рубан А. И.** Об устойчивости предотрывного пограничного слоя на передней кромке тонкого профиля // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1982.— № 6.
6. **Smith F. T.** Concerning dynamic stall // Aeron. Quart.— 1982.— V. 33, N 4.
7. **Ryzhov O. S., Smith F. T.** Short-length instabilities, breakdown and initial value problems in dynamic stall // Mathematika.— 1984.— V. 31, pt 2, N 62.

Поступила 19/VIII 1987 г.

УДК 532.526

О ВЛИЯНИИ ПРОФИЛЯ СКОРОСТИ СТРУИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕЧЕНИЯ ВБЛИЗИ ПРЕГРАДЫ

А. И. Абросимов

(Истра)

Течение затопленной струи, бьющей по нормали в плоскую преграду, условно считают состоящим из двух областей [1]: в первой, начинающейся от среза сопла, поток распространяется по закономерности свободных сдвиговых течений; вторая, расположенная между сечением, где заметно сказывается влияние преграды, и стенкой,— так называемая область взаимодействия (I и II на рис. 1). Последняя в свою очередь состоит из зоны поворота, включающей пристенное течение с отрицательным градиентом давления, и веерной полуограниченной струи для осесимметричной задачи.

В свободной затопленной струе вниз по потоку изменяются как характеристики турбулентности, так и профиль осредненной скорости [2]. К известным факторам, влияющим на характеристики струи, втекающей в область взаимодействия, относятся: распределение скорости в начальном сечении, параметры пристенного пограничного слоя у стенки сопла, начальная турбулентность (интенсивность и масштаб турбулентных возмущений), расстояние между соплом и преградой $H - h/d$ и др. ($d = 2r_0$ — диаметр сопла).

Анализ показывает, что пристенный пограничный слой на преграде развивается в условиях малых чисел Рейнольдса $\mathrm{Re}_m = u_m\delta/\nu$ и $\mathrm{Re}^{**} = u_m\delta^{**}/\nu$, где u_m — скорость на внешней границе пристенного пограничного слоя, δ — толщина слоя, δ^{**} — толщина потери импульса. Например, для струи с прямоугольным начальным профилем скорости и невысокой интенсивностью турбулентности на срезе сопла ($\varepsilon \leqslant 0{,}01$) на расстоянии от критической точки преграды в радиальном направлении $R = r/d = 1{,}25$ в режиме $\mathrm{Re} = V_0 d/\nu = 11000$ $\mathrm{Re}^{**} = 45$, а в режиме $\mathrm{Re} = 10^5$ $\mathrm{Re}^{**} = 150$ (V_0 — среднемассовая скорость на срезе сопла). Исходя из существующих представлений, при относительно небольших расстояниях от критической точки преграды наряду с профилем скорости натекающей струи на структуру пристенного пограничного слоя следует ожидать также влияние турбулентности потока на входе в область взаимодействия. В связи с разработкой методов интенсификации процессов струйного тепло- и массопереноса актуальным является изучение влияния каждого из отмеченных факторов в отдельности.

В [3, 4] показано, что переход от прямоугольного начального профиля скорости в ламинарной струе, бьющей в преграду, к параболическому приводит к существенной интенсификации теплопереноса в окрестности критической точки преграды. Для круглой струи это увеличение близко к двукратному [4].

В данной работе исследуется влияние профиля осредненной скорости, характерного для свободных изотермических затопленных струй, на некоторые характеристики пристенного пограничного слоя на плоской преграде.

Схема течения представлена на рис. 1. Полагалось, что в области I имеет место течение, свойственное свободной затопленной струе, а в II — течение ламинарное. Изучалось течение в области взаимодействия. Уравнения Навье — Стокса и неразрывности для несжимаемой жидкости с использованием переменных завихренность ($\omega = \partial u/\partial x - \partial v/\partial r$) и функция тока ($\partial\psi/\partial x = -ur$, $\partial\psi/\partial r = vr$) преобразовывались в систему [5]

$$-\frac{\partial}{\partial X}\left(\frac{1}{R}\frac{\partial\bar\psi}{\partial X}\right)-\frac{\partial}{\partial R}\left(\frac{1}{R}\frac{\partial\bar\psi}{\partial R}\right)-\bar\omega=0,$$

$$R^2\left[\frac{\partial}{\partial X}\left(\frac{\bar\omega}{R}\frac{\partial\bar\psi}{\partial R}\right)-\frac{\partial}{\partial R}\left(\frac{\bar\omega}{R}\frac{\partial\bar\psi}{\partial X}\right)\right]-\frac{\partial}{\partial X}\left[R^3\frac{\partial\left(\frac{1}{\mathrm{Re}}\frac{\bar\omega}{R}\right)}{\partial X}\right]-\frac{\partial}{\partial R}\left[R^3\frac{\partial\left(\frac{1}{\mathrm{Re}}\frac{\bar\omega}{R}\right)}{\partial R}\right]=0,$$

где $X = x/d$; $R = r/d$; $\bar\omega = \omega d/V_0$; $\bar\psi = \psi/(d^2V_0)$.

Расчетная область ограничивалась преградой, плоскостью начала области взаимодействия, отстоящей от преграды на расстоянии $X_p = x_p/d = 1 + 0{,}05H$, и цилиндрической поверхностью радиуса $R_p = r_p/d = 2 + 0{,}1H$. Соотношение для X_p получено согласно экспериментальным результатам [6, 7]. Обоснование размера расчетной области в радиальном направлении выполнено в [8] с учетом увеличения области поворота потока по мере удаления преграды от сопла, а также из условия незначительного изменения результатов вычислений в градиентной области течения при росте R_p относительно величины, полученной по приведенной формуле.

Распределение осредненной скорости в свободной струе задавалось с помощью P-функции [9]

$$\frac{v}{v_{m0}}=\frac{1}{2\xi}\exp\left(-\frac{r^2}{4\xi}\right)\int\limits_0^{r_0}\exp\left(-\frac{\rho^2}{4\xi}\right)I_0\frac{(\rho r)}{2\xi}\rho d\rho.$$

Здесь I_0 — функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента; v_{m0} — скорость на оси в начальном участке струи; P-функция затабулирована в [10]. Это соотношение позволяет описать непрерывную дефор-

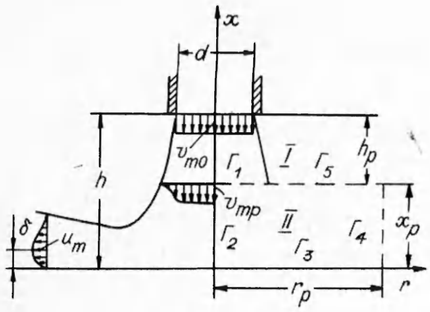

Рис. 1

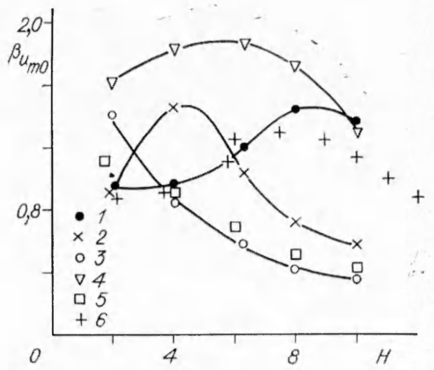

Рис. 2

мацию профиля скорости от исходного, например прямоугольного, до гауссовского далеко вниз по потоку.

Если $H_p = H_н$ ($H_н$ — длина начального участка струи), то, согласно [10], $\sqrt{\xi}/r_0 = 0{,}18$. В области $1 \leqslant H_p \leqslant H_н$ изменение $\sqrt{\xi}/r_0$ описывается приближенной зависимостью [11] $\sqrt{\xi}/r_0 = 0{,}18 H_p/H_н$ ($H_p = H - X_p$). В переходном и основном участках струи $\sqrt{\xi}/r_0$ определялась по таблицам P-функции с использованием экспериментальных данных по изменению скорости на оси.

Условия истечения исследованных струй и значения осевой скорости на входе в расчетную область для рассмотренных расстояний между срезом сопла и преградой приведены в таблице.

По полученному значению $\sqrt{\xi}/r_0$ и по таблицам P-функции находились значения скорости для каждого узла расчетной сетки на входе в область взаимодействия (см. рис. 1, граница Г1). На оси (граница Г2) выполняются условия симметрии ($\bar{\psi} = \partial\bar{\omega}/\partial R = 0$). Граница Г3 — поверхность преграды. Из условия прилипания и непроницаемости стенки $\bar{\psi} = 0$. Завихренность на оси и на стенке вычислялась по приближенным формулам второго порядка точности [5]. На выходе из расчетной области (граница Г4) характеристики потока вдоль направления движения изменяются сравнительно медленно: $\partial\bar{\psi}/\partial R = \partial\bar{\omega}/\partial R = 0$. На границе Г5 поток считается безвихревым ($\bar{\omega}/R = \partial\bar{\psi}/\partial X = 0$). Задача решалась численно конечно-разностным методом [5].

Расчетная сетка 23×23 имела сгущения вблизи стенки и в радиальном направлении вблизи $R = 0{,}5$. Внутри пристенного пограничного слоя находилось 7—9 точек расчетной сетки, расположенных по закону геометрической прогрессии. Предварительные расчеты показали, что толщина пристенного пограничного слоя вблизи оси $\bar{\delta}_0 = \delta_0/d \sim \mathrm{Re}^{-0{,}38}$. Расстояние от стенки до ближайшего ряда сетки изменялось пропорционально $\bar{\delta}_0$ и, например, для $\mathrm{Re} = 11000$ равнялось $7 \cdot 10^{-4}\, d$. Ближайший к оси ряд сетки был удален от нее на $0{,}1\, d$. В качестве критерия сходи-

Начальный профиль скорости	ε	v_{mp}/v_{m_0}					Источник
		H					
		2	4	6,3	8	10	
Прямоугольный	0,01	1	1	1	0,95	0,83	[12]
»	0,093	1	0,982	0,741	0,59	0,511	[12]
»	0,209	0,89	0,662	0,524	0,457	0,408	[12]
Развитый турбулентный	0,02	1	0,991	0,949	0,854	0,709	[13]
Параболический, ламинарная струя	—	0,9993	0,9982	0,9964	0,9952	0,9938	[14]

мости итерационного процесса решения краевой задачи использовалось соотношение

$$\left(\frac{\varphi^n - \varphi^{n-1}}{\varphi_{\max}^{n-1}}\right)_{\max} \leqslant 10^{-3},$$

где φ — переменная; n — номер итерации; индекс max означает наибольшее значение в поле переменных.

Изменение градиента скорости вблизи оси $\beta_{u_{m0}} = (\partial u_m/\partial r)_{r=0}\, d/V_0$ для различных условий истечения струи в зависимости от расстояния H представлено на рис. 2. При прямоугольном профиле скорости на срезе сопла и $\varepsilon \leqslant 0{,}01$ (точки *1*) $\beta_{u_{m0}}$ до $H = 4$ увеличивается незначительно, далее возрастает более интенсивно и достигает максимального значения на $H \approx 8{,}5$, т. е. когда начало области взаимодействия расположено в конце переходного участка струи. Следует отметить, что так как в расчетной области течение полагалось ламинарным, то изменение $\beta_{u_{m0}}$ на расстоянии $H_p \leqslant H_п$ вызвано только деформацией профиля скорости, а в переходной к тому же — уменьшением скорости на оси.

По мере увеличения начальной турбулентности (точки *2*, *3* соответствуют $\varepsilon = 0{,}093$; $0{,}209$) при сохранении профиля скорости на срезе сопла прямоугольным расстояние H, где $\beta_{u_{m0}} = (\beta_{u_{m0}})_{\max}$, смещается в область меньших значений. Причем $(\beta_{u_{m0}})_{\max}$ почти не зависит от ε. При $\varepsilon = 0{,}209$ изменение $\beta_{u_{m0}}$ с увеличением H характеризуется монотонным уменьшением. Измерения [15] (точки *6*), выполненные для струи с прямоугольным начальным профилем скорости при $\varepsilon \leqslant 0{,}01$, хорошо согласуются с расчетом до $H = 5$. Занижение экспериментальных значений $\beta_{u_{m0}}$ в области $H > 5$ связано, видимо, с более быстрым, чем принято в расчетах, рассеиванием струи. Сравнение с данными, относящимися к искусственно турбулизированной струе ($\varepsilon = 0{,}22$) с прямоугольным профилем скорости на срезе сопла [16] (точки *5*), показывает, что в области $H = 4$—10 совпадение хорошее, однако на $H = 2$ расчетные данные превышают эксперимент почти на 25 %.

С увеличением заостренности профиля скорости в начальном сечении струи градиент скорости $\beta_{u_{m0}}$ в диапазоне $2 \leqslant H \leqslant 10$ возрастает. Для развитого турбулентного начального профиля скорости и $\varepsilon \approx 0{,}02$ максимум значения $\beta_{u_{m0}}$ (точки *4*) наблюдается на $H \approx 5{,}5$. Для ламинарной импактной струи с параболическим начальным профилем скорости в исследованном диапазоне H значение $\beta_{u_{m0}}$ остается примерно постоянным и на $H = 2$ превышает градиент для струи с прямоугольным начальным профилем скорости при $\varepsilon \leqslant 0{,}01$ примерно в 4 раза.

Для турбулентной импактной струи с прямоугольным начальным профилем скорости при $\varepsilon \leqslant 0{,}01$ можно рекомендовать следующие соотношения для расчета $\beta_{u_{m0}}$:

$$\beta_{u_{m0}} = 0{,}95 = \mathrm{const} \qquad \text{при } H = 2-4,$$

$$\beta_{u_{m0}} = 0{,}48 + 0{,}118H \qquad \text{при } H = 4-8{,}5,$$

$$\beta_{u_{m0}} = 2{,}59 - 0{,}129H \qquad \text{при } H = 8{,}5-12.$$

Для импактных струй с прямоугольным начальным профилем скорости и различной интенсивностью турбулентности на срезе сопла значения $\beta_{u_{m0}}/V_{m0}$ как функции от $\sqrt{\xi}/r_0$ группируются вокруг одной кривой, характеризующейся максимумом примерно на $\sqrt{\xi}/r_0 = 0{,}3$ (рис. 3, обозначение точек аналогично рис. 2). Здесь $V_{m0} = v_{m0}/V_0$. С ростом $\sqrt{\xi}/r_0$ в диапазоне 0,03—0,3 градиент скорости увеличивается: $(\beta_{u_{m0}}/V_{m0})_{\max} = 1{,}55$. Для развитого турбулентного начального профиля скорости при $\varepsilon \approx 0{,}02$ положение максимума и его величина остаются почти такими же. При параболическом начальном профиле скорости максимума не наблюдается.

В области $\sqrt{\xi}/r_0 \geqslant 0{,}3$ для всех исследованных режимов расчетные точки с незначительным отклонением ложатся на прямую $\beta_{u_{m0}}/V_{m0} = 2{,}41 - 3{,}09\sqrt{\xi}/r_0$ (рис. 3). В случае параболического профиля скорости на срезе сопла эта зависимость соблюдается и в области $\sqrt{\xi}/r_0 < 0{,}3$.

Распределение градиента скорости $\beta_{u_m} = (\partial u_m/\partial r)\, d/V_0$ в радиальном направлении имеет ряд особенностей. В импактной струе с прямоугольным начальным профилем скорости при $\varepsilon \leqslant 0{,}01$ на $H = 2$ по мере удаления от оси β_{u_m} сначала возрастает, достигает максимального значения на $R \approx 0{,}56$ и затем уменьшается до нуля в конце области градиентного течения ($R \approx 1{,}0$). Максимальное значение градиента скорости $(\beta_{u_m})_{\max}$ примерно в 1,8 раза больше, чем у оси. С удалением преграды от сопла отношение $(\beta_{u_m})_{\max}/\beta_{u_{m0}}$ немного уменьшается и сам пик смещается к оси. На $H \geqslant 8$ максимальное значение β_{u_m} находится на оси.

С увеличением начальной интенсивности турбулентности перестройка профиля скорости натекающей струи происходит быстрее, поэтому в импактной струе с $\varepsilon = 0{,}093$ периферийный пик в радиальном распределении β_{u_m} наблюдается лишь на $H \leqslant 4$, а па режиме с $\varepsilon = 0{,}209$, начиная с $H = 2$, положение $(\beta_{u_m})_{\max}$ совпадает с осью.

При натекании на преграду струи с развитым турбулентным профилем скорости на срезе сопла при $\varepsilon \approx 0{,}02$ распределение u_m на небольших H также имеет точку перегиба, а кривая $\beta_{u_m} = f(R)$ характеризуется периферийным максимумом. В этих условиях пик невелик и имеет место только на $H \leqslant 4$. На $H = 2$ отношение $(\beta_{u_m})_{\max}/\beta_{u_{m0}} \approx 1{,}18$, а пик находится на $R \approx 0{,}3$.

В импактной ламинарной струе с параболическим начальным профилем скорости на всех исследованных H распределение $\beta_{u_m} - f(R)$ имеет колоколообразный вид с $(\beta_{u_m})_{\max}$ на оси.

На рис. 4 представлены профили продольной скорости $u^+ = u/u_*$ вблизи стенки при $\mathrm{Re} = 11000$ и различном распределении скорости в струе на входе в область взаимодействия ($u_* = \sqrt{\tau_w/\rho}$ — скорость трения и $x^+ = u_* x/\nu$). Точки *1—15* относятся к прямоугольному начальному профилю скорости струи при $\varepsilon \leqslant 0{,}01$: *1—5* вычислены для $H = 2$; *6—10* — 6,3; *11—15* — 10.

В градиентной зоне и зоне переходного течения веерной струи профиль скорости в пристенном пограничном слое неавтомоделеп. С удалением от критической точки преграды (точки *1* относятся к сечению на $R = 0{,}1064$; *2* — 0,4446; *3* — 0,949; *4* — 1,89; *5* — 2,11) толщина слоя с линейным изменением скорости увеличивается. Отметим, что на $H = 2$ градиентная зона оканчивается примерно на R —

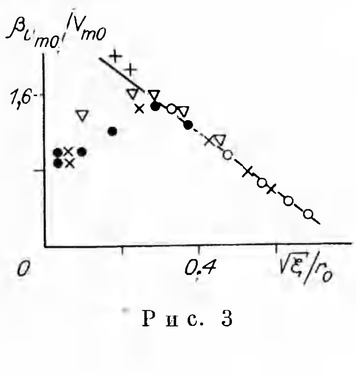

Рис. 3

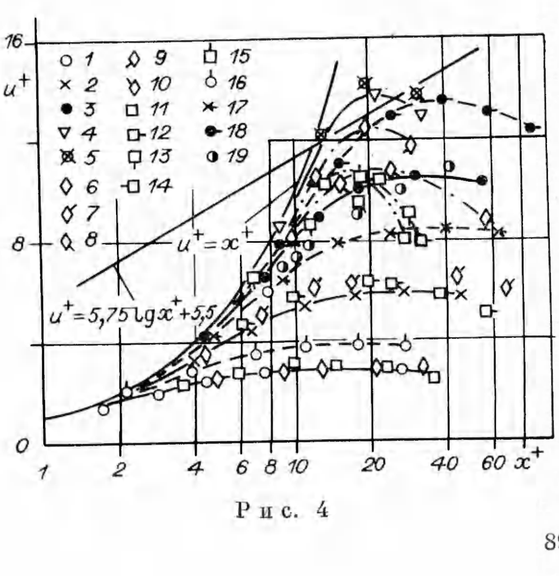

Рис. 4

$=1{,}0$, а переходная простирается примерно до $R = 2{,}5$. Кривые $u^+ = f(x^+) =$ имеют горб, обусловленный наличием максимума скорости на внешней границе пристенного пограничного слоя. Отклонение распределения скорости от линейной зависимости вызвано переходом пристенного пограничного слоя во внешнее течение при небольших R (градиентное течение) и в струйный пограничный слой веерной струи. Это отклонение заметно уже на $x^+ = 1$ при $R = 0{,}1064$ и примерно на $x^+ = 8$ при $R = 1{,}8$. Расчетные данные качественно согласуются с результатами экспериментов [17] (точки *19* — $\mathrm{Re} = 1{,}61 \cdot 10^5$, $H = 11{,}8$, $R = 3{,}25$).

На фиксированных R и неизменных условиях истечения струи распределение скорости в пристенном пограничном слое слабо меняется по мере удаления преграды от сопла (точки *6* — $R = 0{,}1064$; *7* — 0,4446; *8* — 1,034; *9* — 1,84; *10* — 2,63; *11* — 0,1064; *12* — 0,4446; *13* — 1,01; *14* — 1,82; *15* — 2,63). Особенно мало влияние H в градиентной зоне течения.

Переход от прямоугольного начального профиля скорости при $\varepsilon \leqslant 0{,}01$ к параболическому (точки *16* — $R = 0{,}1064$; *17* — 0,4446; *18* — 0,949, $H = 2$) сопровождается при тех же R расширением слоя с линейным изменением скорости и смещением кривой в область больших значений u^+. Положение максимума зависимости $u^+ = f(x^+)$, определяющее границу пристенного пограничного слоя, находится в диапазоне $x^+ = 10$—40.

Толщина пристенного пограничного слоя $\bar{\delta} = \delta/d$ в области $R \geqslant 0{,}1$ определялась по графику радиальной скорости $u = f(x)$, построенному по значениям скорости в узлах расчетной сетки. Толщина пограничного слоя вблизи оси $\bar{\delta}_0$ находилась двумя способами: путем экстраполяции кривой $\bar{\delta} = f(R)$ до оси в области $R < 0{,}1$ и по графику изменения градиента осевой скорости $\beta_{v_m} = (\partial v_m/\partial x)\, d/V_0 = f(x)$ в предположении, что координата, соответствующая $(\beta_{v_m})_{\max}$, является внешней границей пристенного слоя. Оба метода давали близкие результаты.

Профиль скорости натекающей струи оказывает сильное влияние не только на $\bar{\delta}$, но и на характер ее изменения в радиальном направлении (рис. 5, $\mathrm{Re} = 11\,000$). Для прямоугольного начального профиля скорости при $\varepsilon \leqslant 0{,}01$ (точки *1* — $H = 2$; *2* — 4; *3* — 6,3; *4* — 8; *5* — 10) на $H = 10$, когда переход течения в струе к автомодельному в основном заканчивается, с удалением от критической точки преграды толщина пограничного слоя монотонно возрастает. Если расстояние H сокращается, то в радиальном распределении $\bar{\delta}$ появляются особенности. На $H = 6{,}3$, когда $H_p \approx H_{\text{н}}$ и, следовательно, начало области взаимодействия совпадает с границей начального участка струи ($H_{\text{н}} = 5$), по мере удаления от критической точки в области $0{,}1 \leqslant R \leqslant 0{,}5$ $\bar{\delta}$ уменьшается. На $R \approx 0{,}5$ она достигает минимального значения и при дальнейшем смещении вниз по потоку плавно возрастает. Уменьшение расстояния между соплом и преградой в диапазоне $H < 6{,}3$, сопровождающееся расширением плоского участка в профиле скорости натекающей струи, приводит к увеличению $\bar{\delta}_0$ и смещению радиальной координаты, отвечающей $\bar{\delta}_{\min}$, вниз по потоку. На $H = 2$ эта координата находится примерно на $R = 1{,}0$.

На $H = 2$ с переходом от прямоугольного начального профиля скорости струи при $\varepsilon \leqslant 0{,}01$ к развитому турбулентному при $\varepsilon \approx 0{,}02$ пограничный слой становится тоньше, провал в распределении $\bar{\delta} = f(R)$ уменьшается, координата, отвечающая $\bar{\delta}_{\min}$, смещается к оси (точки *6*, $H = 2$). При параболическом начальном профиле скорости на $H = 2$ (точки *7*) толщина пристенного пограничного слоя примерно постоянна до $R = 0{,}9$ и далее вниз по потоку постепенно увеличивается. Отметим, что в высокотурбулизированной ($\varepsilon = 0{,}209$) импактной струе (точки *8*) на $H = 10$ значение $\bar{\delta}$ примерно в 1,7 раза больше, чем в струе с невысокой ($\varepsilon \leqslant 0{,}01$) интенсивностью турбулентности на срезе сопла.

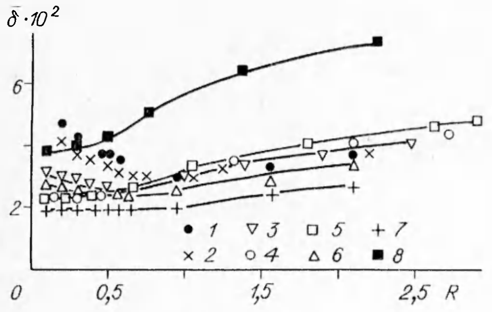

Рис. 5

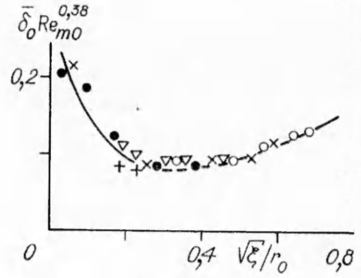

Рис. 6

Расчет толщины пограничного слоя $\bar{\delta}_0$ по соотношению $\bar{\delta}_0 = 1{,}95/(\beta_{u_{m0}} \mathrm{Re})^{0{,}5}$, построенному на основе решения Ф. Хомана [18], с подстановкой в него значений $\beta_{u_{m0}}$, полученных в настоящей работе, для струи с прямоугольным начальным профилем скорости при $\varepsilon \leqslant 0{,}01$ дает занижение $\bar{\delta}_0$ по сравнению с данными рис. 5 в 1,6—2,5 раза в диапазоне H от 2 до 10. Аналогичное несоответствие было обнаружено также в опытах [19], где отмечено, что измеренная толщина пограничного слоя выше вычисленной по приведенной формуле на 50—100 %.

На рис. 6 (обозначения соответствуют рис. 2) представлены результаты по изменению толщины пристенного пограничного слоя вблизи оси. Можно видеть, что в переменных $\bar{\delta}_0 \mathrm{Re}_{m0}^{0,38}$ и $\sqrt{\xi}/r_0$ результаты расчетов группируются вокруг одной кривой, имеющей минимум на $\sqrt{\xi}/r_0 \approx 0{,}3$. Левая часть кривой $(0{,}03 \leqslant \sqrt{\xi}/r_0 \leqslant 0{,}3)$ описывается соотношением $\bar{\delta}_0 \mathrm{Re}_{m0}^{0,38} = 0{,}082 + 1{,}66\,(0{,}3 - \sqrt{\xi}/r_0)^{1,89}$, а правая $(\sqrt{\xi}/r_0 \geqslant 0{,}3)$— соотношением $\bar{\delta}_0 \mathrm{Re}_{m0}^{0,38} = 0{,}082 + 0{,}3\,(\sqrt{\xi}/r_0 - 0{,}3)^{1,89}$. На рис. 6 эти кривые нанесены. Здесь $\mathrm{Re}_{m0} = v_{m0} d/\nu$.

Толщина вытеснения $\bar{\delta}^* = \delta^*/d$ (рис. 7: Re = 11 000, обозначения отвечают рис. 5) на $H = 2$ при прямоугольном начальном профиле скорости и $\varepsilon \leqslant 0{,}01$ с удалением от оси в радиальном направлении сначала уменьшается, достигает минимальной величины $\bar{\delta}^*_{\min}$ на $R \approx 0{,}55$ и далее возрастает. Отношение $\bar{\delta}^*_0/\bar{\delta}^*_{\min} = 1{,}23$. По мере удаления преграды от сопла провал в радиальном распределении $\bar{\delta}^*$ уменьшается, на $H = 6{,}3$ он почти незаметен, а на $H \geqslant 8$ изменение $\bar{\delta}^*$ характеризуется плавным увеличением вниз по потоку. Сечение с наиболее заполненным профилем скорости $(\bar{\delta}^* = \bar{\delta}^*_{\min})$ совпадает с сечением, в котором β_{u_m} имеет наибольшую величину.

Для прямоугольного начального профиля скорости при $\varepsilon = 0{,}093$ провал в распределении $\bar{\delta}^*$ наблюдается только на $H = 2$. Находится он на $R \approx 0{,}55$, а $\bar{\delta}^*_0/\bar{\delta}^*_{\min} = 1{,}19$. При $H = 2$ и $\varepsilon = 0{,}209$ толщина вытеснения плавно увеличивается при удалении от критической точки преграды.

Переход от прямоугольного начального профиля скорости при $\varepsilon \leqslant 0{,}01$ к развитому турбулентному с $\varepsilon \approx 0{,}02$ и далее к параболическому на $H = 2$ сопровождается уменьшением $\bar{\delta}^*$, причем на этих режимах на рас-

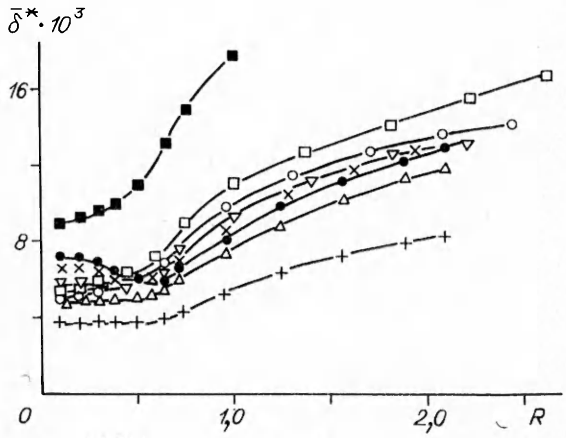

Рис. 7

стоянии $0,1 \leqslant R \leqslant 0,5$ толщина вытеснения остается примерно постоянной и возрастает при дальнейшем увеличении R. Характерно, что вблизи оси на $H = 2$ при параболическом начальном профиле скорости $\bar{\delta}^*$ почти в 2 раза меньше, чем при прямоугольном и $\varepsilon \leqslant 0,01$.

Обработка расчетных данных по толщине вытеснения вблизи оси показала, что изменение параметра $\bar{\delta}_0^* \mathrm{Re}_{m0}^{0,5}$ в функции от $\sqrt{\xi}/r_0$ подчиняется единой зависимости. Обобщающая кривая имеет минимум на $\sqrt{\xi}/r_0 = 0,3$. В области $0,03 \leqslant \sqrt{\xi}/r_0 \leqslant 0,3$ она может быть описана формулой $\bar{\delta}_0^* \mathrm{Re}_{m0}^{0,5} = 0,52 + 2,63 (0,3 - \sqrt{\xi}/r_0)^{1,77}$, а в области $\sqrt{\xi}/r_0 \geqslant 0,3$ — формулой $\bar{\delta}_0^* \mathrm{Re}_{m0}^{0,5} = 0,52 + 1,62 (\sqrt{\xi}/r_0 - 0,3)^{1,44}$.

Расчеты показали, что формпараметр $\varkappa = \delta^*/\delta^{**}$ на всех рассмотренных режимах истечения и расстояниях H увеличивается с удалением от критической точки преграды, причем с ростом R диапазон изменения $\varkappa$ при изменении режимных параметров уменьшается и в первом приближении можно принять, что, например, на $R = 1,8\, \varkappa = 2,6$. На $R = 0,1$ изменение $\varkappa$ удалось описать соотношением $\varkappa_{0,1} = 2,24(\sqrt{\xi}/r_0)^{0,029}$, которое обобщает полученные данные с погрешностью, не превышающей 5 %.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Юдаев Б. Н., Михайлов М. С., Савин В. К.** Теплообмен при взаимодействии струй с преградами.— М.: Машиностроение, 1977.
2. **Турбулентное** смешение газовых струй/Г. Н. Абрамович, С. Ю. Крашенинников, А. Н. Секундов и др.— М.: Наука, 1974.
3. **Снерроу Е. М., Ли Л.** Анализ поля течения и тепломассообмена при ударе неоднородной плоской струи // Тр. Амер. об-ва инж.-мех. Теплопередача.— 1975.— Т. 97, № 2.
4. **Абросимов А. И.** К вопросу о внутреннем пике коэффициента теплоотдачи на пластине, омываемой отвесной струей // ТВТ.— 1984.— Т. 22, № 3.
5. **Численные** методы исследования течения вязкой жидкости/А. Д. Госмен, В. М. Пан, А. К. Ранчел и др.— М.: Мир, 1972.
6. **Beltaos S., Rajaratnam N.** Impinging circular turbulent jets // J. Hydraul. Div. Proc. Amer. Soc. Civ. Engng.— 1974.— N 10.
7. **Beltaos S., Rajaratnam N.** Impingement of axisymmetric developing jets // J. Hydraul. Res.— 1977.— V. 15, N 4.
8. **Степанов С. И.** Взаимодействие осесимметричной струи с плоской преградой // Изв. вузов. Машиностроение.— 1979.— № 9.
9. **Тихонов А. Н., Самарский А. А.** Уравнения математической физики.— М.: Гостехиздат, 1953.
10. **Вулис Л. А., Ершин Ш. А., Ярин Л. П.** Основы теории газового факела.— М.: Энергия, 1968.
11. **Прудников А. Г., Волынский М. С., Сагалович В. Н.** Процессы смесеобразования и горения в воздушно-реактивных двигателях.— М.: Машиностроение, 1971.
12. **Гиневский Г. С.** Теория турбулентных струй и следов.— М.: Машиностроение, 1969.
13. **Wille R.** Beiträge für Phänomenologie der Freistrahlen // Flugwiss.— 1963.— Bd 11, N 6.
14. **Rankin G. W., Sridhar K.** Developing region of laminar jets wits parabolic exit velocity profiles // Trans. ASME. J. Fluids Engng.— 1981.— V. 103, N 6.
15. **Donaldson C., Snedeker R.** A study of free jet impingement. Pt 1. Mean properties of free and impinging jets // J. Fluid Mech.— 1971.— V. 45, N 2.
16. **Дыбан Е. П., Мазур А. И., Давыденко И. Г.** Влияние турбулентности на продольный градиент скорости в области торможения импактных струй // Теплообмен в энергетических установках.— Киев: Наук. думка, 1978.
17. **Порех, Цюй, Чермак.** Исследование турбулентной радиальной пристеночной струи // Тр. Амер. об-ва инж.-мех. Прикл. механика.— 1967.— Т. 34, № 2.
18. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя.— М.: Наука, 1974.
19. **Hrycak P.** Heat transfer from a row of impinging jets to concave cylindrical surfaces // Intern. Heat and Mass Transfer.— 1981.— V. 24, N 3.

Поступила 1/VII 1987 г.