

РАСЧЕТ ПЕРЕХОДНОГО УЧАСТКА ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ

А. С. ГИНЕВСКИЙ

(Москва)

Известные в настоящее время методы расчета плоских и осесимметричных турбулентных струй в спутном потоке основываются на разделении области течения на два участка — начальный и основной [1-3]. При этом сопряжение параметров начального и основного участков струи носит условный характер, поскольку оно допускает существование физически невозможного излома кривых распределения скорости и ширины струи вдоль оси.

Аэродинамические характеристики переходного участка, простирающегося от плоскости смыкания пограничных слоев в конце начального участка до сечения, соответствующего точке перегиба кривой $\Delta u_m^0(x)$, существенно отличаются от характеристик начального и основного участков. Это отличие обусловлено не только резким возрастанием пульсаций скорости, но и заметной деформацией профиля продольной составляющей осредненной скорости. Следовательно, расчет переходного участка, в отличие от начального и основного, не может базироваться на однопараметрическом методе.

Развитие течения в переходном участке может быть, вообще говоря, рассчитано при помощи метода [4], сводящего решение задачи к уравнению типа теплопроводности и предполагающего при этом использование экспериментальной кривой распределения скорости вдоль оси струи. Г. Н. Абрамович произвел расчет переходного участка плоской затопленной струи на основе некоторых допущений, опирающихся на результаты экспериментальных исследований [1].

Ниже излагается приближенный метод расчета переходного участка плоских и осесимметричных турбулентных струй в спутном потоке, причем полученные для крайних сечений этого участка профили скорости используются для расчета параметров течения в начальном и основном участках.

1. Профили скорости в переходном участке струи. Уравнения движения и неразрывности в плоском ($j = 0$) и осесимметричном ($j = 1$) турбулентных пограничных слоях несжимаемого газа имеют вид

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} - j \frac{\tau}{y} = \frac{\partial \tau}{\partial y}, \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -j \frac{v}{y} \quad (1.1)$$

Здесь x, y — координаты декартовой ($j = 0$) или цилиндрической ($j = 1$) систем координат; u, v — составляющие осредненной скорости вдоль осей x, y ; τ — рейнольдсово напряжение сдвига; ρ — плотность газа.

Для построения профилей скорости в поперечных сечениях струи представим профиль $\tau(y)$ в виде полинома

$$\tau = c_0 + c_1 y + c_2 y^2 + \dots + c_n y^n \quad (1.2)$$

Коэффициенты этого полинома определим из условий на оси струи ($y = 0, u = u_m$) и ее границе ($y = \delta, u = u_\delta$) с учетом (1.1)

$$\tau = 0, \quad \frac{\partial \tau}{\partial y} = \alpha_j, \quad \frac{\partial^2 \tau}{\partial y^2} = 0, \quad \frac{\partial^3 \tau}{\partial y^3} = \beta \neq 0 \quad \text{при } y = 0 \quad (1.3)$$

$$\tau = 0, \quad \frac{\partial \tau}{\partial y} = 0 \quad \text{при } y = \delta$$

Здесь

$$\alpha_j = \frac{1}{2^j} \rho u_m \frac{du_m}{dx} \quad (1.4)$$

С учетом (1.3) полином (1.2) можно представить в виде

$$\tau = \alpha_j \delta (\eta - 4\eta^4 + 3\eta^5) + 1/6 \beta \delta^3 (\eta^3 - 2\eta^4 + \eta^5) \quad (\eta = y/\delta) \quad (1.5)$$

Приравняв это выражение и выражение ¹

$$\tau = \rho \chi \delta u_{1m} \frac{\partial u}{\partial y} \quad (u_{1m} = \mp (u_m - u_\delta)) \quad (1.6)$$

после простых преобразований будем иметь

$$\rho \chi u_{1m} (u - u_m) = \alpha_j \delta f_1(\eta) + 1/6 \beta \delta^3 f_2(\eta) \quad (1.7)$$

$$\rho \chi u_{1m} (u_\delta - u_m) = \alpha_j \delta 1/5 + 1/6 \beta \delta^3 1/60$$

где

$$f_1(\eta) = 1/2 \eta^2 - 4/5 \eta^5 + 1/2 \eta^6, \quad f_2(\eta) = 1/4 \eta^4 - 2/5 \eta^5 + 1/6 \eta^6 \quad (1.8)$$

Из (1.7) получаем выражение для профиля избыточной скорости

$$\Delta u^\circ = \frac{u - u_\delta}{u_m - u_\delta} = 5 \frac{f_1(\eta) + (\beta \delta^2 / 6 \alpha_j) f_2(\eta)}{1 + (\beta \delta^2 / 72 \alpha_j)} \quad (1.9)$$

Для упрощения формулы (1.9) введем новый параметр

$$\lambda = \left[\frac{\partial^2 \Delta u^\circ}{\partial \eta^2} \right]_{\eta=0}$$

При помощи (1.9) и (1.8) легко показать, что этот параметр весьма просто связан с параметром $\beta \delta^2 / 6 \alpha_j$:

$$\lambda = -5 \left(1 + \frac{1}{12} \frac{\beta \delta^2}{6 \alpha_j} \right)^{-1} \quad (1.10)$$

С учетом (1.10) профиль скорости (1.9) можно представить в окончательном виде

$$\Delta u^\circ = 1 - 60 f_2(\eta) + \lambda [f_1(\eta) - 12 f_2(\eta)] \quad (1.11)$$

Перейдем теперь к определению диапазона возможных изменений параметра λ . Потребовав, чтобы в начале переходного (конце начального) участка изменение скорости вдоль оси не претерпевало излома, определим значение параметра $\lambda = \lambda_0$ в начале переходного (конце начального) участка. Воспользуемся для этого вторым соотношением (1.7) и (1.10), откуда

$$\frac{du_m}{d(xx)} = \mp \frac{2^j u_{1m}^2}{\delta u_m} \lambda \quad (1.12)$$

Поскольку в конце начального участка $du_m / dx = 0$, то отсюда следует $\lambda_0 = 0$.

Верхний предел возможных значений λ обусловлен тем, что при больших отрицательных значениях этого параметра выражение (1.11) для профиля скорости дает физически невозможные отрицательные значения скорости вблизи внешней границы струи. Указанное значение $\lambda = \lambda_{00}$ может быть найдено из соотношения

$$(\partial^3 \Delta u^\circ / \partial \eta^3)_{\eta=1} = -60 f_2'''(1) + \lambda_{00} [f_1'''(1) - 12 f_2'''(1)] = 0$$

что соответствует $\lambda_{00} = -10$. Итак, параметр λ меняется в пределах

$$-10 \leq \lambda \leq 0 \quad (1.13)$$

Полученное выражение для профиля скорости при найденной выше области изменения параметра λ будет описывать деформацию профилей

¹ Здесь и в дальнейшем верхний знак соответствует случаю $u_m < u_\delta$, нижний — случаю $u_m > u_\delta$.

скорости в пределах переходного участка, если это выражение при $\lambda = \lambda_0$ и $\lambda = \lambda_{00}$ совпадает с профилями скорости в начальном и основном участках струи.

Формула (1.11) принимает вид

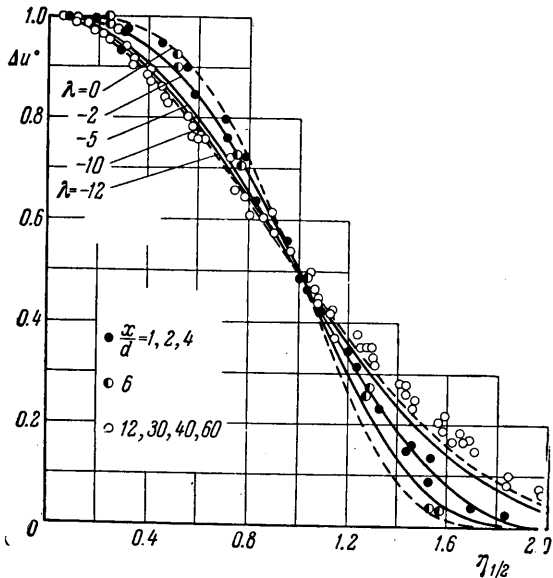
$$\begin{aligned} \Delta u^\circ &= 1 - 15\eta^4 + 24\eta^5 - 10\eta^6 & (\lambda=0) \\ \Delta u^\circ &= 1 - 5\eta^2 + 15\eta^4 - 16\eta^5 + 5\eta^6 & (\lambda=-10) \end{aligned} \quad (1.14)$$

На фиг. 1 представлены профили скорости $\Delta u^\circ(\eta_{1/2}, \lambda)$ в переходном участке при $\lambda = -10 \div 0$, там же, кроме того, нанесены экспериментальные точки [5], соответствующие начальному и основному участкам осесимметричной затопленной турбулентной струи, а также профиль скорости основного участка осесимметричной турбулентной струи [3], рассчитанный по формуле

$$\begin{aligned} \Delta u^\circ &= 1 - 6\eta^2 + 8\eta^3 - 3\eta^4 \\ &(\lambda = -12) \end{aligned}$$

Отсюда следует, что семейство профилей скорости (1.11) при $\lambda = 0$ и $\lambda = -10$ удовлетворительно описывает профили скорости в начальном и основном участках турбулентной струи.

Таким образом, в рамках использованного здесь приближения показано, что профили скорости в переходном участке оказываются одинаковыми как для плоских, так и осесимметричных затопленных струй, а также соответствующих струй в спутном потоке.



Фиг. 1

2. Изменение параметров струи вдоль по потоку. Для определения закона изменения параметров струи вдоль ее оси воспользуемся совокупностью интегральных соотношений количества движения и энергии (интегральные соотношения В. В. Голубева)

$$K = 2\pi^j \int_0^\delta u(u - u_\delta) y^j dy = \text{const} \quad (2.1)$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^\delta u(u^2 - u_\delta^2) y^j dy = -2 \int_0^\delta \frac{\tau}{\rho} \frac{\partial u}{\partial y} y^j dy \quad (2.2)$$

а также формулой (1.12), которую представим в виде

$$d(\kappa x) = \mp \delta \frac{u_m du_m}{2^j \lambda u_{1m}^2} \quad (2.3)$$

Подставляя (1.11) в (2.1), найдем выражение для полуширины струи

$$\delta = [\mp K / 2\pi^j]^{1/(1+j)} \{u_{1m}^2 [\xi A_1(\lambda) \mp A_2(\lambda)]\}^{-1/(1+j)} \quad (\xi = u_\delta / u_{1m}) \quad (2.4)$$

При помощи (1.11) и (2.4) преобразуем (2.2) и (2.3) к виду

$$d(\kappa x^\circ) = -\frac{1}{2} [\mp K / 2\pi^j \delta_0^{1+j} u_\delta^2]^{1/(1+j)} A_4^{-1}(\lambda) \xi^{3-j} [\xi A_1(\lambda) \mp A_2(\lambda)]^{j/(1+j)} dF(\xi, \lambda) \quad (2.5)$$

$$d(\kappa x^\circ) = -\frac{1}{2^j} \left[\mp \frac{K}{2\pi^j \delta_0^{1+j} u_8^2} \right]^{\frac{1}{1+j}} \frac{\xi^{1-j} (\xi \mp 1) d\xi}{\lambda [\xi A_1(\lambda) \mp A_2(\lambda)]^{1/(1+j)}} \quad \left(x^\circ = \frac{x}{\delta_0} \right) \quad (2.6)$$

$$F(\xi, \lambda) = [3A_2(\lambda) \mp 2\xi A_1(\lambda) \mp \xi^{-1} A_3(\lambda)] [\xi A_1(\lambda) \mp A_2(\lambda)]^{-1}$$

Здесь

$$A_1(\lambda) = \int_0^1 \Delta u^\circ \eta^j d\eta = k_{10} + k_{01} \lambda$$

$$A_2(\lambda) = \int_0^1 (\Delta u^\circ)^2 \eta^j d\eta = k_{20} + 2k_{11} \lambda + k_{02} \lambda^2 \quad (2.7)$$

$$A_3(\lambda) = \int_0^1 (\Delta u^\circ)^3 \eta^j d\eta = k_{30} + 3k_{21} \lambda + 3k_{12} \lambda^2 + k_{03} \lambda^3$$

$$A_4(\lambda) = \int_0^1 (\Delta u^\circ)'^2 \eta^j d\eta = n_1 + n_2 \lambda + n_3 \lambda^2$$

где

$$k_{ik} = \int_0^1 (1 - 60f_2)^i (f_1 - 12f_2)^k \eta^j d\eta \quad (i, k = 0, 1, 2, 3)$$

$$n_1 = 3600 \int_0^1 f_2'^2 \eta^j d\eta, \quad n_2 = 120 \int_0^1 (12f_2'^2 - f_1' f_2') \eta^j d\eta$$

$$n_3 = \int_0^1 (f_1'^2 + 144f_2'^2 - 24f_1' f_2') \eta^j d\eta$$

Значения коэффициентов k_{ik} и n_i для плоской и осесимметричной задачи приведены в таблице.

| | $j=0$ | $j=1$ | | $j=0$ | $j=1$ |
|----------|-----------------------|-----------------------|----------|-----------------------|-----------------------|
| k_{10} | 0.57143 | 0.17857 | k_{21} | 0.02896 | 0.01047 |
| k_{01} | 0.01905 | 0.00893 | k_{12} | $0.116 \cdot 10^{-2}$ | $0.495 \cdot 10^{-3}$ |
| k_{20} | 0.47180 | 0.12238 | k_{03} | $0.188 \cdot 10^{-4}$ | $0.862 \cdot 10^{-5}$ |
| k_{11} | 0.02520 | 0.01007 | n_1 | 1.55844 | 0.90909 |
| k_{02} | $0.569 \cdot 10^{-3}$ | $0.264 \cdot 10^{-3}$ | n_2 | 0.08750 | 0.07360 |
| k_{30} | 0.41980 | 0.09706 | n_3 | 0.00810 | 0.00368 |

Приравняв (2.5) и (2.6), получим выражение, устанавливающее связь между параметрами ξ и λ

$$\xi - \xi_0 = \int_{F(\lambda_0, \xi_0)}^{F(\lambda, \xi)} \lambda E(\lambda, \xi) dF(\lambda, \xi) \quad \left(E(\lambda, \xi) = \frac{\xi^2 [\xi A_1(\lambda) \mp A_2(\lambda)]}{2^{1-j} (\xi \mp 1) A_4(\lambda)} \right) \quad (2.8)$$

Функция $F(\lambda, \xi)$ определяется формулой (2.7). Начальные значения $\lambda = \lambda_0$ и $\xi = \xi_0$ соответствуют началу переходного участка. Параметр ξ весьма просто выражается через безразмерную скорость $\Delta u_m^\circ = (u_m - u_8) / (u_0 - u_8)$, которая изменяется от единицы на срезе сопла

до нуля на бесконечности. Итак,

$$\xi = \mp \frac{m}{1 - m} \frac{1}{\Delta u_m^\circ}, \quad \xi_0 = \mp \frac{m}{1 - m}, \quad m = \frac{u_\delta}{u_0}$$

Выражение (2.8) существенно упрощается в частном случае затопленной струи ($u_\delta = 0$, $\xi = m = 0$)

$$\Delta u_m^\circ = \frac{u_m}{u_0} = \exp \left[- \int_{\Lambda_0}^{\Lambda} \frac{\lambda A_2(\lambda)}{(2-j) A_4(\lambda) + \lambda A_3(\lambda)} d\lambda \right], \quad \Lambda(\lambda) = \frac{A_3(\lambda)}{A_2(\lambda)}$$

При наличии связи $\lambda(\xi)$, определяемой формулой (2.8), зависимость $\xi(x^\circ)$ может быть определена путем интегрирования дифференциального соотношения (2.5)

$$\begin{aligned} & \kappa(x^\circ - x_0^\circ) = \\ & = - \frac{1}{2} \left[\mp \frac{K}{2\pi^j \delta_0^{1+j} u_\delta^2} \right]_{1+j}^{\frac{1}{F(\xi, \lambda)}} \int_{F(\xi_0, \lambda_0)}^{\frac{j}{F(\xi, \lambda)}} A_4^{-1}(\lambda) \xi^{3-j} [\xi A_1(\lambda) \mp A_2(\lambda)]^{1+j} dF(\lambda, \xi) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Здесь x_0 — длина начального участка струи.

Приняв, что на срезе сопла скорость постоянна и равна u_0 , получим

$$\mp \frac{K}{2\pi^j \delta_0^{1+j} u_\delta^2} = \mp \frac{1 - m^j}{(1 + j) m^2}$$

Выражение (2.9) существенно упрощается в частном случае затопленной струи

$$\kappa(x^\circ - x_0^\circ) = - 2^{-(1+1/2j)} \int_{\chi_0}^{\chi} \frac{A_2^{1/2j}(\lambda)}{(\Delta u_m^\circ)^{3-j} A_4(\lambda)} d\chi, \quad \chi = \frac{A_3(\lambda)}{A_2(\lambda)} \Delta u_m^\circ \quad (2.10)$$

Здесь χ_0 соответствует начальным значениям $\lambda = 0$ и $\Delta u_m^\circ = 1$, а связь $\lambda(\Delta u_m^\circ)$ находится при помощи выражения (2.8).

Таким образом, приведенные выше формулы позволяют рассчитать все характеристики переходного участка струи в спутном потоке — $\Delta u_m^\circ(x^\circ)$, $\delta(x^\circ)$, профили скорости — от сечения $x = x_0$, соответствующего $\lambda = 0$, до сечения $x = x_*$, соответствующего $\lambda = -10$.

3. Расчет параметров основного участка струи. Как указывалось выше, профиль скорости (1.11) при значении параметра $\lambda = -10$ достаточно удовлетворительно описывает соответствующий профиль скорости основного участка турбулентной струи в спутном потоке. Таким образом, положив $\lambda = \text{const} = -10$, можно при помощи формул (2.9) и (2.10) рассчитать изменение скорости вдоль оси струи при значениях $x \geq x_*$.

При $\lambda = \text{const}$ интегрирование в (2.9) и (2.10) может быть проведено в конечном виде, в результате чего получим соответствующие расчетные формулы для плоской и осесимметричной струй в спутном потоке:

в случае плоской струи ($j = 0$)

$$\kappa(x^\circ - x_*^\circ) = \frac{1 - m}{m^2} [L_0(\xi) - L_0(\xi_*)] \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} L_0(\xi) = & - \frac{1}{2a_4} \left[\frac{1}{2} a_{21} \xi^2 + 2a_{21} (\pm a_{21} - a_3) \xi + \frac{a_{21}(a_{31} \mp 1)}{a_{12} \xi \mp 1} + \right. \\ & \left. + 3a_{21}^2 (a_{21} \mp a_{32}) \ln(a_{12} \xi \mp 1) \right], \quad a_{ik} = a_i / a_k \end{aligned} \quad (3.2)$$

в случае осесимметричной струи ($j = 1$)

$$\kappa(x^\circ - x_*^\circ) = \left[\mp \frac{1-m}{m^2} \right]^{1/2} [L_1(\xi) - L_1(\xi_*)] \quad (3.3)$$

$$L(\xi) = -\frac{\sqrt{2}}{4} b_{24} \left[\pm \left(6b_{31} - \frac{16}{3} b_{21}^2 \right) + \right. \\ \left. + 4 \left(\frac{2}{3} b_{21} - b_{32} \right) \xi \pm \frac{2}{3} \xi^2 \right] [b_1 \xi \mp b_2]^{-1/2}, \quad b_{ik} = b_i / b_k \quad (3.4)$$

Входящие сюда значения коэффициентов a_i и b_i равны при $j = 0$ и $j = 1$ соответствующим значениям A_i , определяемым по формулам (2.7) при $\lambda = -10$.

Формулы (3.1)–(3.4) упрощаются в случае затопленной струи, когда параметр $\xi = 0$ (3.5)

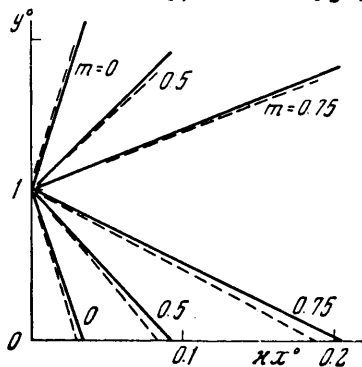
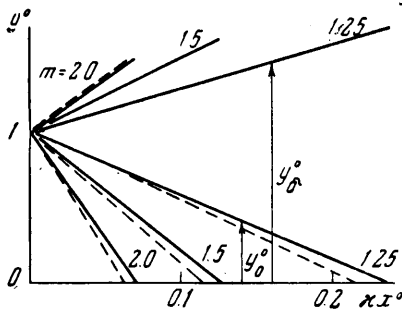
$$\kappa(x^\circ - x_*^\circ) = \frac{1}{(2-j) 2^{1+1/2j}} \frac{A_3(-10)}{A_4(-10) A_2^{1-1/2j}(-10)} [(\Delta u_m^\circ)^{j-2} - (\Delta u_{m*}^\circ)^{j-2}]$$

Необходимо отметить, что кривые $\Delta u_m^\circ(x)$, определяемые при помощи формулы (2.9) при $x \leq x_*$ и при помощи формулы (3.1) или (3.3) при $x \geq x_*$, в сечении $x = x_*$ являются плавными; кривые $\delta(x)$ при $x = x_*$ терпят излом, что обусловлено изломом кривой $\lambda(x)$ при $x = x_*$.

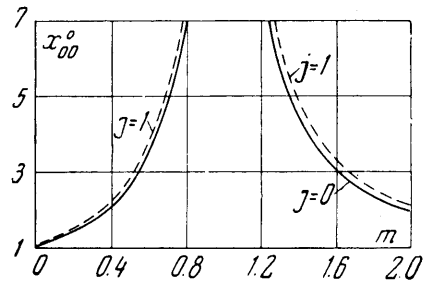
4. Расчет параметров начального участка струи. При значении параметра $\lambda = 0$ профиль скорости (1.11) достаточно удовлетворительно описывает соответствующий профиль скорости начального участка плоских и осесимметричных турбулентных струй. Поскольку в пределах начального участка плоской струи профиль скорости строго постоянен вследствие автомодельности течения, а в случае осесимметричной струи изменением

профиля скорости в пределах начального участка также можно пренебречь [1], то этот профиль (формула (1.11)) может быть использован для расчета начального участка. Для этого следует лишь ввести вместо $\eta = y/\delta$ другую безразмерную поперечную координату

$$\eta_0 = \frac{y - y_0}{y_\delta - y_0} = \frac{y - y_0}{\delta}$$

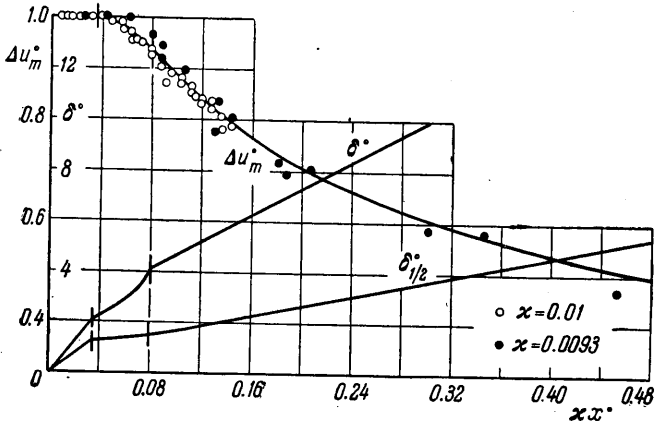


Фиг. 2

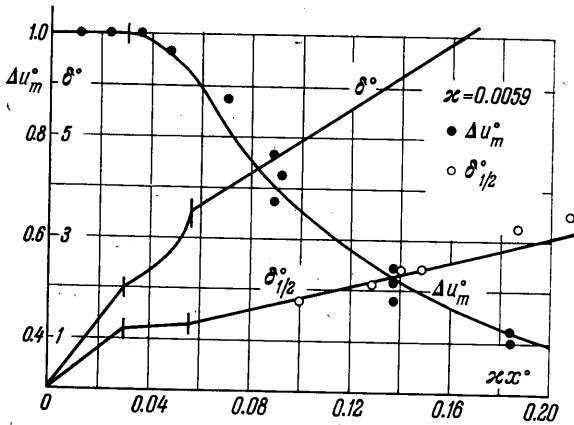


Фиг. 3

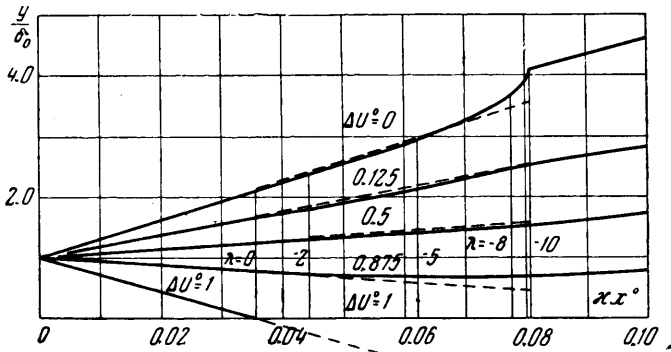
где y_0 и y_δ — соответственно расстояния от оси струи до внутренней и внешней ее границ.



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

Профиль скорости (1.11) в сочетании с интегральными соотношениями (2.1) и (2.2) позволяет полностью рассчитать параметры зоны смещения в пределах начального участка, а также его длину κx_0 .

Приведем соответствующие расчетные формулы для плоской и осесимметричной струй

плоская струя

$$\kappa x_0^\circ = \pm \frac{\Phi_1 + \Phi_2 m + \Phi_3 m^2}{2a_4(1-m)^2 [(a_1 - a_2)m + a_2]} \quad (4.1)$$

$$\Phi_1 = a_3 - a_2, \quad \Phi_2 = -a_1 + 3a_2 - 2a_3, \quad \Phi_3 = a_1 - 2a_2 + a_3$$

$$y_0^\circ = \frac{y_0}{\delta_0} = 1 - \frac{\kappa x^\circ}{\kappa x_0^\circ}, \quad \delta^\circ = \frac{\delta}{\delta_0} = -\frac{2a_4(1-m)^2}{\Phi_1 + \Phi_2 m + \Phi_3 m^2} \kappa x^\circ \quad (4.2)$$

осесимметричная струя

$$\kappa x^\circ = \int_0^{\psi(\delta^\circ)} \varphi(\delta^\circ) d\psi(\delta^\circ)$$

$$\varphi(\delta^\circ) = [2(b_4 - a_4\beta_1)\delta^\circ + 2a_4\sqrt{1+r(\delta^\circ)^2}]^{-1}$$

$$\psi(\delta^\circ) = \gamma_1(\delta^\circ)^2 + \gamma_2\delta^\circ\sqrt{1+r(\delta^\circ)^2} \quad (4.3)$$

$$\gamma_1 = \frac{1}{2}a_1r + \frac{1}{2}a_1\beta_1^2 - a_2\beta_1 + a_3, \quad \gamma_2 = a_2 - a_1\beta_1, \quad r = \beta_1^2 - 2\beta_2$$

Здесь

$$a_1 = (\xi_0 \mp 1)(\pm 2\xi_0 - 1), \quad a_2 = \pm 2a_1\xi_0^2 - 3a_2\xi_0 \pm a_3 =$$

$$a_3 = \pm 2b_1\xi_0^2 - 3b_2\xi_0 \pm b_3$$

$$\beta_1 = (a_1\xi_0 \mp a_2) / (\xi_0 \mp 1), \quad \beta_2 = (b_1\xi_0 \mp b_2) / (\xi_0 \mp 1)$$

Формулы (4.3) позволяют рассчитать зависимость δ° (κx°) вплоть до максимального значения δ_{\max}° в конце начального участка

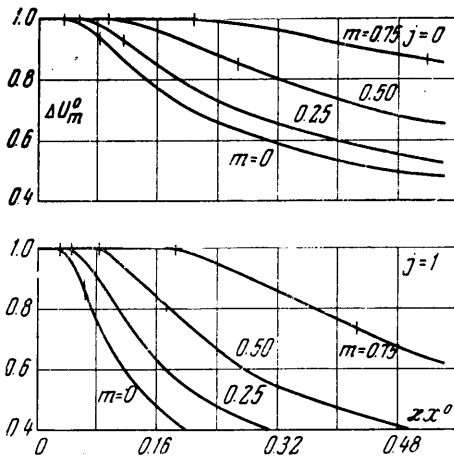
$$\delta_{\max}^\circ = (2\beta_2)^{-1/2}$$

При этом

$$\kappa x_0^\circ = \int_0^{\psi(\delta_{\max}^\circ)} \varphi(\delta^\circ) d\psi(\delta^\circ)$$

$$y_0^\circ = \sqrt{1+r(\delta^\circ)^2} - \beta_1\delta^\circ \quad (4.4)$$

Входящие в (4.1)–(4.4) значения коэффициентов a_i и b_i равны при $j=0$ и $j=1$ соответствующим значениям A_i , определяемым по формулам (2.7) при $\lambda=0$.

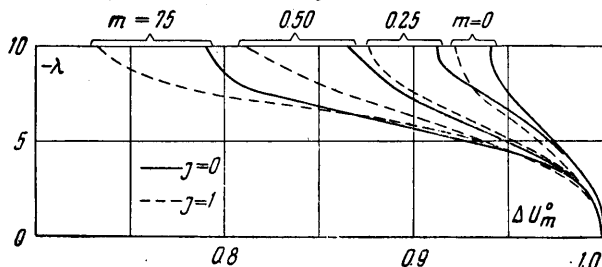


Фиг. 7

На фиг. 2 представлены границы зоны смещения начального участка плоской (сплошные линии) и круглой (пунктир) струй при различных значениях параметра m , на фиг. 3 — относительная длина начального участка $x_{00} = x_0 / (x_0)_{m=0}$.

5. Анализ полученных результатов. Сравнение расчета и эксперимента. На фиг. 4 и 5 представлены кривые $\Delta u_m^\circ (\%x^\circ)$ и $\delta^\circ (\%x^\circ)$ для плоской и осесимметричной затопленных струй, там же показаны точки, соответствующие крайним значениям параметра λ . Следовательно, переходной участок, на котором заканчивается перестроение профиля осевых скоростей, имеет протяженность, соизмеримую с длиной начального участка.

На эти же фигуры нанесены данные измерений скорости на оси струи [1]. Измерения скорости вдоль оси плоской турбулентной струи в начальном, переходном и основном участках (белые кружочки на фиг. 4) выполнены совместно автором и К. А. Почкиной. Отсюда, в частности, следует, что как для плоской, так и для круг-



Фиг. 8

лой струй заданием лишь одной константы κ можно получить удовлетворительное совпадение расчета и эксперимента во всех трех участках — начальном, переходном и основном.

Представленные на фиг. 6 изотакхи течения в начальном, переходном и основном участках плоской струи (сплошные линии) свидетельствуют, что в первом приближении внешняя граница переходного участка является прямой и представляет собой продолжение внешней границы начального участка (пунктир). Точно так же изотакхи течения в переходном участке при $\Delta u_m^\circ \leq 0.75$ достаточно близки к прямым линиям, являющимся продолжением прямолинейных изотакх начального участка. Именно такого рода предположения о характере течения в переходном участке были сделаны Г. Н. Абрамовичем [1] при расчете переходного участка турбулентной струи.

В заключение приведем результаты расчета плоской турбулентной струи в спутном потоке. Соответствующие результаты представлены на фиг. 7 при значениях $m = 0, 0.25$ и 0.5 . На фиг. 8 представлена зависимость параметра λ от Δu_m° .

Таким образом, при помощи изложенного метода можно рассчитать непрерывную деформацию профиля скорости в переходном участке, а также определить характеристики течения в начальном и основном участках турбулентной струи.

Поступило 1 III 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. Физматгиз, 1960.
2. Squire H. V., Townsner J. Round jets in a general stream. 1944, AR R. a. M. 1974.
3. Гиневский А. С. Турбулентные неизотермические струйные течения сжимаемого газа. Сб. «Промышленная аэродинамика», Оборонгиз, 1962, вып. 23.
4. Вулис Л. А. К расчету свободных турбулентных течений с помощью эквивалентной задачи теории теплопроводности. Изв. АН КазССР, сер. энергетическая, 1960, вып. 2 (18).
5. Taylor T. F., Grimmet H. L., Comings E. W. Isothermal free jets of air mixing with air. Chem. and Progress. Engng. 1951, vol. 74, No 4.