

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СТРУЙ ИЗ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ СОПЛ, СВОБОДНЫХ И ВБЛИЗИ ЭКРАНА

С. Ю. КРАШЕНИННИКОВ, Е. Г. РОГАЛЬСКАЯ

(Москва)

Излагаются результаты экспериментального определения параметров струй, распространяющихся из прямоугольных сопел. Измерены распределения средней скорости и концентрации примеси. Исследовалась перестройка струйного течения, связанная с трехмерной структурой струи и взаимодействием струи и экрана. Предложена модель, описывающая возникновение перепада давления и искривление траектории струи при ее взаимодействии с экраном.

При распространении струй из прямоугольных сопел течение имеет трехмерный характер и обладает рядом особенностей [1-4], которые не могут быть учтены при описании течения на основе моделей (например, [5, 6]), исходящих из плавного монотонного перехода трехмерного течения в осесимметричное. Разработка более общих моделей для описания трехмерных турбулентных струй связана со значительными трудностями математического характера и недостаточной разработанностью моделей для описания характеристик турбулентного переноса в рассматриваемом случае [4]. Экспериментальные исследования распространения таких струй при различных условиях истечения позволяют получить описание основных характеристик течения и уточнить требования к модели, с помощью которой может быть описано течение в трехмерной турбулентной струе.

Интересным для практики является случай распространения струи из прямоугольного сопла вблизи плоской поверхности, параллельно ей или под небольшим ($\pm 5^\circ$) углом. Этот случай близок, например, к случаю взаимодействия с аэродромной поверхностью струи многодвигательной компоновки самолета при расположении двигателей в один ряд. Из-за наличия экрана появляется слабый перепад давления, искривляющий траекторию струи [7, 8]. Кроме того, струя перестраивается, прилипая к экрану. Опытные данные для рассматриваемого течения могут быть обобщены с использованием его двумерной схематизации.

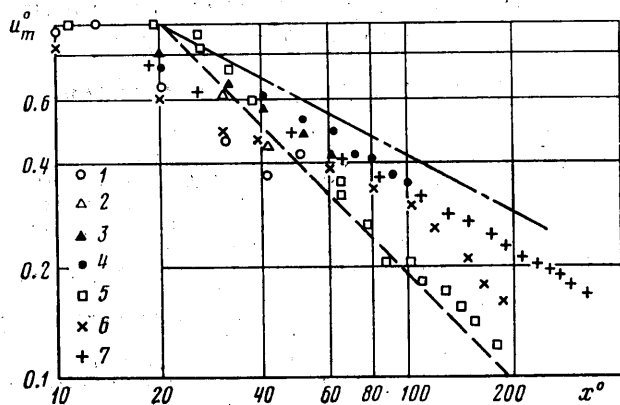
1. Экспериментальные исследования проводились на специальной модельной установке, позволяющей изменять геометрию сопла, высоту сопла над поверхностью экрана, а также угол наклона оси сопла относительно плоскости экрана. В опытах проводились измерения полей скорости напора и распределения концентрации примеси насадком типа трубки полного давления. Струи распространялись из диафрагм с прямоугольными отверстиями или из сопловых насадков длиной 60 мм с четырехкратным поджатием и такой же конфигурацией сечения выхода. В основных опытах использовались сопла размером $2h \times 2l = 5 \times 62,8, 8 \times 39,2, 10 \times 31,4$ мм². Измерения полей полного давления на срезах сопел и на выходе из диафрагм показали их практическую идентичность. Скорость истечения составляла 40-90 м/сек, что соответствовало диапазону числа Рейнольдса $(1,5-6) \cdot 10^4$.

Расход воздуха контролировался с помощью мерных диафрагм, угол установки сопла относительно плоскости экрана измерялся с точностью $\pm 1^\circ$.

2. На фиг. 1 приведены данные опытов по определению затухания осевой скорости u_m в струях, распространяющихся из сопел с различным соотношением сторон $\Delta = l/h$, в виде зависимости параметра $u_m = u_m/u_0$ от продольной координаты $x^\circ = x/h$. Данные для $\Delta = \infty$ взяты из работы [9], где исследовалось течение в струе при наличии боковых стенок, данные для $\Delta = 1, 2, 5, 10$ — обозначения 1-4 соответственно — из работы [5], точки 5-7 соответствуют $\Delta = 5,24, 12,4, \infty$. Можно видеть, что в струе происходит перестройка законов затухания скорости от закономерности $u_m \sim x^{-1/2}$, показанной штрихпунктиром и характерной для плоской струи

($\Delta = \infty$), к закономерности $u_m \sim x^{-1}$ (штриховая линия), характерной для осесимметричных струй.

На больших удалениях течение становится осесимметричным и его дальнейшее развитие происходит по обычным для осесимметричной струи закономерностям. Характеристики течения при этом будут определяться суммарным импульсом, потоком массы примеси и избыточного теплосодержания. Если принять интенсивность расширения струй такой же, как и для осесимметричных [10], а распределение параметров на срезе сопла



Фиг. 1

равномерным, то закономерности изменения параметров вдоль струи будут такими:

$$(2.1) \quad \frac{u_m}{u_0} \approx \frac{14}{2\sqrt{n}x/\sqrt{F_0}}, \quad \frac{C_m}{C_0} \approx \frac{10.8}{2\sqrt{n}x/\sqrt{F_0}}$$

Здесь F_0 — площадь поперечного сечения на срезе сопла, $n = \rho_a/\rho_0$, ρ_0 — плотность в струе на срезе сопла, ρ_a — плотность окружающей среды.

Хотя соотношения (2.1) справедливы лишь для асимптотической области струи, сопоставление с данными опытов фиг. 1 показывает, что они удовлетворительно описывают закономерности изменения осевых параметров в струе за сравнительно небольшой переходной областью, примыкающей к начальному участку струи. Это характерное расстояние соответствует

$$(2.2) \quad 2xF_0^{-1/2} \leq (6-12)\Delta$$

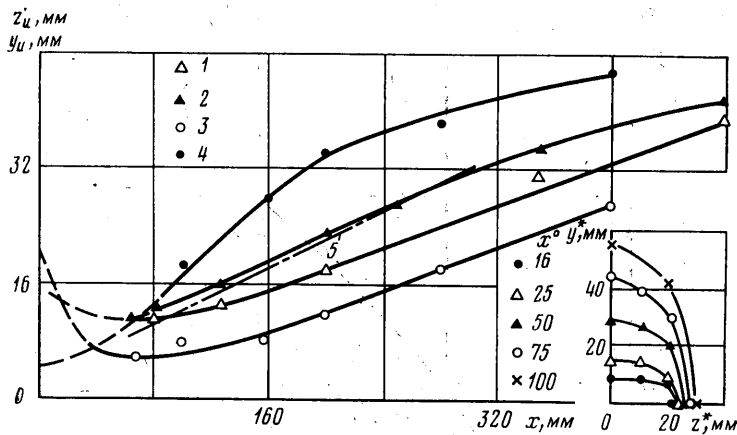
Нижний предел указанной величины соответствует наибольшим значениям параметра Δ , верхний — минимальным.

3. Несмотря на то что в струе, распространяющейся из прямоугольного сопла, изменение осевой скорости вдоль струи весьма быстро становится таким же, как в осесимметричной струе, течение в целом на удалениях $x \approx 100h$ и более еще не становится полностью осесимметричным.

На фиг. 2 приведены результаты измерений характерных ширин профилей продольной скорости в плоскостях y, z , перпендикулярных оси струи (оси x), с осями координат, ориентированными соответственно вдоль малой и большой сторон сопла. Представленные данные соответствуют истечению из отверстий диафрагмы. Значения y_u и z_u соответствуют координатам точек, где скорость $u = 0.5u_m$, y^* и z^* — координатам, где $u = 0.05u_m$.

Все линейные размеры даны в миллиметрах, $x^* = x/h$ (линией 5 показана закономерность расширения осесимметричной струи, распространяющейся из соплового насадка [10]). На фигуре приведены результаты измерений характерной ширины струи для различных соотношений сторон сопла Δ . Точки 1 и 2 соответствуют параметрам z_u и y_u при $\Delta=3.1$, точки 3 и 4 — при $\Delta=5.25$. Приведенные на поле фиг. 2 изолинии $u=0.05u_m$ получены при $\Delta=12.4$.

Представленные данные показывают, что вначале расширение струи в направлении оси y (перпендикулярно широкой стороне сопла) значи-



Фиг. 2

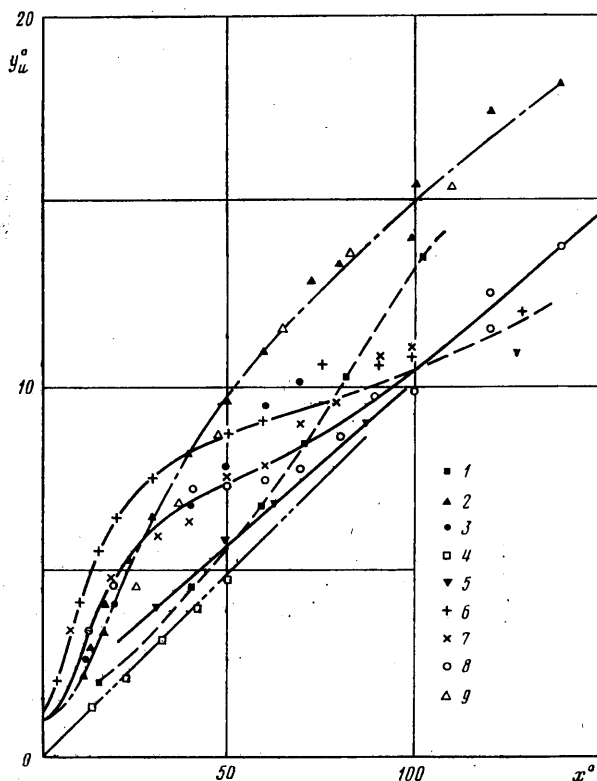
тельно интенсивнее, чем в направлении оси z . Это «аномальное» расширение струй приводит к тому, что на больших удалениях конфигурация струи обратна исходной, но с меньшим значением параметра Δ . Поэтому можно ожидать, что подобная переориентация длинной и короткой сторон струи будет повторяться вдоль по течению. Однако этот процесс, по-видимому, будет значительно менее выраженным как из-за того, что соотношение сторон (осей эллипса) $\Delta \rightarrow 1$, так и из-за различия локальных «исходных» условий, которые могут оказывать на этот процесс заметное влияние.

На фиг. 3 приведены результаты исследования воздействия условий распространения струи на интенсивность ее расширения в вертикальной плоскости yx . Сопоставлены результаты соответствующих измерений при использовании сопел (1, 4, 5) и диафрагм (2, 6, 9), а также данные опытов, в которых к диафрагмам пристыковывались плоские боковые экраны для имитации случая $\Delta = \infty$ (3, 7, 8). Данные для $\Delta=22$ взяты из работы [11]. Обозначения 1—3 соответствуют значениям параметра $\Delta=12.5$, 4—22, 5—7—3.1, 8, 9—5.2.

Видно, что при истечении из сопла эффекты аномального расширения струи значительно меньше, чем при истечении из отверстия диафрагмы. Боковые экраны стабилизируют расширение струи при $x \gtrsim (50-100)h$.

Представленные результаты показывают, что условия истечения (см. группы точек 1—6 на фиг. 3) и распространения струи (см. группы точек 4—9) сильно сказываются на характеристиках течения. Этот факт, по-видимому, был замечен и ранее. Так, в работе [11] при имитации плоской пристенной струи использовались специально изогнутые, чтобы избежать отрыва в потоке эжектируемой струей, боковые экраны, а в [9] не приведены данные по интенсивности расширения струи на удалениях $x \leq 60h$ (т. е. в области, где заметны отклонения от закономерности $dy_u/dx = \text{const}$).

Для объяснения наблюдаемых различий в интенсивности расширения струи следует предположить, что на характеристики струи заметно влияет течение, индуцированное ею в окружающей среде. Для двумерных струй указанные эффекты ничтожно малы [12]. Здесь они могут проявляться в связи с наличием в трехмерных потоках так называемых «вторичных течений», интенсивность которых соизмерима с интенсивностью течений вне струи. В [4], где предпринята попытка численного расчета трехмерной струи с учетом изменения давления поперек струи, но без учета его продольного градиента dP/dx , делается вывод о неприменимости используе-



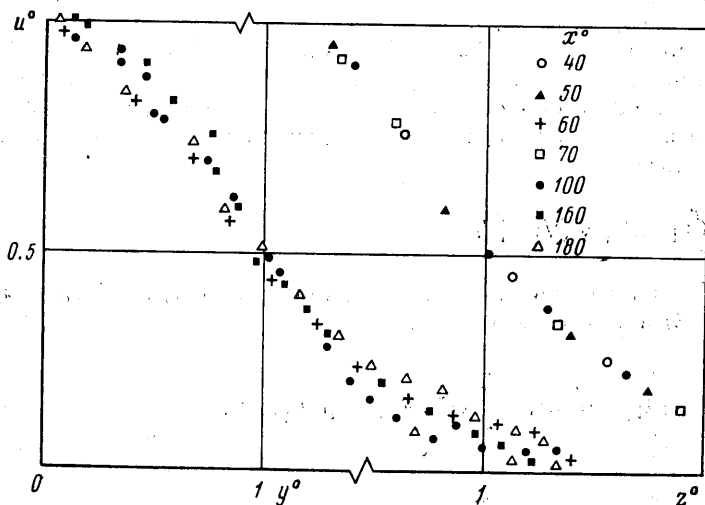
Фиг. 3

мой модели турбулентного переноса [13] для рассматриваемого течения, поскольку при расчете не получена переориентация длинной и короткой сторон струи. Однако наблюдаемое различие в интенсивности расширения струи при вариации условия истечения не может быть объяснено эффектами, связанными с характеристиками турбулентности. Оно обусловлено, по-видимому, особенностями потенциального движения жидкости вне струи (которое сильно зависит от граничных условий при $x=0$), т. е. непосредственно связано с возникающими градиентами давления и не может быть полностью учтено в расчетах с $dP/dx=0$.

В [4] отмечено сильное влияние граничных условий при $x=0$. Если при расчете принимается нулевое значение поперечной скорости ($v=w=0$) при $x=0$, изменение характерных ширин струи y_u и z_u имеет немонотонный характер, но зависимости $y_u(x)$ и $z_u(x)$ монотонно сближаются, с ростом x не пересекаясь. Если в исходном сечении в струе задано начальное распределение поперечной скорости ($v=0, w \neq 0, \max |w| \approx 0.1 \max u$),

зависимости z_u и y_u пересекаются (их качественный вид, как на фиг. 2, хотя и без волнообразного характера). Это соответствует экспериментальным данным фиг. 3, поскольку можно считать, что при наличии соплового насадка значения поперечной скорости в исходном сечении струи меньше, чем при истечении из диафрагмы.

4. Несмотря на сложную пространственную перестройку течения, начиная с некоторых удалений (см. (2.2)) закономерности изменения осевых параметров в струе становятся близкими к универсальным. То же самое можно сказать о профилях параметров в поперечном сечении струи.



Фиг. 4

На фиг. 4 приведены профили относительной скорости в координатах подобия $u^\circ = f(y^\circ)$ и $u^\circ = f(z^\circ)$, где $u^\circ = u/u_m$, $y^\circ = y/y_u$, $z^\circ = z/z_u$. Опытные данные показывают, что профили скорости по координате z становятся практически подобными профилям скорости по координате y , которые можно считать универсальными уже при $x \geq 20h$.

Таким образом, при распространении струи из прямоугольного сопла прежде всего становятся универсальными профили параметров в поперечных сечениях, далее по продольной координате устанавливается закономерность затухания осевых параметров по закону x^{-1} . При этом волнообразная перестройка границ струи (см. фиг. 2) может еще не закончиться.

5. При распространении пары плоских струй или плоской струи вблизи экрана возникают условия, при которых траектория струи отклоняется от прямолинейной. Искривление траектории струи происходит под действием перепада давления, который возникает между областями потенциального движения среды, расположенными в свободной части пространства и в той его части, которая ограничена экраном (расположена между струями в случае пары струй). С обеих сторон в турбулентную струю втекает жидкость, но скорость втекания различна в зависимости от того, происходит втекание со стороны свободного пространства или со стороны экрана, а поскольку полное давление одинаково, появляется разница статических давлений на границах струи. Разница в скоростях связана с разницей в углах втекания в струю.

Для количественной оценки указанного эффекта можно предположить, что втекание с каждой из сторон плоской струи обеспечивает одинаковый

прирост расхода, т. е. нормальные к границам струи компоненты скорости одинаковы; $v_{n1} = v_{n2}$. Скорость втекания на границе струи $v_b = v_n / \cos \gamma$, где γ — угол между направлением вектора скорости и нормалью. Таким образом, перепад давления на границах струи

$$(5.1) \quad \Delta P = \frac{\rho v_n^2}{2} \left(\frac{1}{\cos^2 \gamma_2} - \frac{1}{\cos^2 \gamma_1} \right) = \psi(s) \frac{\rho v_n^2}{2}$$

Здесь ψ — функция, характеризующая изменение условий подтекания к струе вдоль ее траектории s .

Рассмотрим элемент струи (a, d) длиной ds . Направление оси струи совпадает с осью x в сечении a и отклонено от оси x на угол $d\varphi$ в сечении d (угол φ отсчитывается в сторону экрана). Для контура, ограничивающего выделенный элемент струи, можно записать интегральное условие сохранения импульса

$$(5.2) \quad \oint [Pn + \rho V(Vn)] dl = 0$$

Здесь V — вектор скорости, n — нормаль к контуру l . Используем соотношение (5.2) в проекции на ось y

$$(5.3) \quad - \int_{-b}^b (\rho u_s v)_a dl_a - \int_0^{ds} (P \cos \varphi_- + \rho v v_n)_1 dl_1 + \\ + \int_{-b}^b (\rho u_s v)_d dl_d + \int_0^{ds} (P \cos \varphi_+ + \rho v v_n)_2 dl_2 = 0$$

Интегрирование в пределах $(-b, b)$ соответствует поперечному сечению струи (b — расстояние от оси до границы струи), в пределах $(0, ds)$ — вдоль границ струи; u_s — проекция скорости на ось струи, φ_{\pm} — углы наклона границ струи.

По условию симметрии в сечении a первый член соотношения (5.3) равен нулю, а в сечении d поперечная скорость определяется отклонением вектора скорости от оси $x d\varphi$, т. е. $v = u_s \delta\varphi$ и

$$\int_{-b}^b (\rho u_s v)_d dl_d = \langle \delta\varphi \rangle \int_{-b}^b \rho u_s^2 dl_d$$

На линиях границ струи

$$\int_0^{ds} (P \cos \varphi_{\pm} + \rho v v_n)_{1,2} dl_{1,2} = \int_0^{ds} \cos \varphi_{\pm} (P + \rho v_n^2)_{1,2} dl_{1,2}$$

Считая, что струя расширяется слабо, с точностью до членов второго порядка малости можно принять $\cos \varphi_{\pm} = 1$. Поскольку по основному предположению $v_{n1} = v_{n2}$, согласно (5.3), можно получить

$$(5.4) \quad \langle \delta\varphi \rangle \int_{-b}^b \rho u_s^2 dl_d = \int_0^{ds} (P_1 - P_2) ds$$

Если принять, что среднее значение $\delta\varphi$ совпадает с отклонением оси $d\varphi$, из (5.4) следует:

$$(5.5) \quad \frac{d\varphi}{ds} = \frac{\Delta P}{J}, \quad J = \int_{-b}^b \rho u^2 dy$$

$$J = 2kb\rho_m u_m^2, \quad k = \int_0^1 \frac{\rho u^2}{\rho_m u_m^2} d \frac{y}{b}$$

Здесь J — поток импульса в струе, индексом m обозначены параметры на оси струи.

Скорость втекания в струю определяется свойствами процесса турбулентного перемешивания [10, 14] и связана со скоростью и плотностью на оси в основном участке струи соотношением

$$(5.6) \quad \rho_b v_n^2 = \kappa \rho_m u_m^2$$

Константа κ в соотношении (5.6) может быть определена по значению эмпирической константы в законе нарастания толщины струи $b = cs$ [10].

Таким образом, соотношение (5.5) дает уравнение для траектории струи, в котором все величины, кроме параметра φ , могут быть определены независимым образом

$$(5.7) \quad \frac{d\varphi}{ds} = \frac{\kappa\psi(s)}{4kb} = \frac{\kappa\psi(s)}{4kcs}$$

Функция $\psi(s)$ должна определяться из решения задачи о течении, индуцированном вне струи, однако совокупность достаточно грубых предположений, сделанных уже при решении задачи, позволяет ограничиться приближенной аппроксимацией этой функции

$$(5.8) \quad \psi = (s/s_k)^{\alpha} \psi_k$$

Индексом k обозначена точка касания струи и экрана. Если считать источник струи линейным, аппроксимация (5.8) является точной при $s=0$ и s_k .

Значение функции ψ_k может быть определено исходя из принятой схемы течения и сделанных предположений о свойствах струи. Можно считать, что подтекание к внешней (свободной) границе струи происходит так же, как к границам свободной струи. Согласно [12, 14], подтекание к границам плоской свободной струи происходит практически под прямым углом, что соответствует $\cos \gamma_1 \approx 1$. Подтекание к струе в точке касания происходит вдоль поверхности экрана, и угол γ_2 в этом сечении струи связан с углом φ наклона оси струи геометрическим соотношением $\gamma_{2k} = \pi/2 - (\varphi_k + c)$.

Отсюда в соответствии с (5.1) и (5.8) определяется значение ψ_k

$$\psi_k = \frac{1}{\cos^2 \gamma_{2k}} - 1 = \text{ctg}^2(\varphi_k + c)$$

Таким образом, из (5.7) и (5.8) следует:

$$(5.9) \quad \varphi_k = \varphi_0 + \frac{A}{\alpha} \text{ctg}^2(\varphi_k + c), \quad A = \frac{\kappa}{4kc}$$

Как уже указывалось, константа A может быть вычислена независимым образом, если известна интенсивность расширения струи. Используя

условие сохранения потока импульса, следуя [10], можно получить для основного участка плоской струи

$$\kappa = \frac{\rho v_n^2}{\rho_m u_m^2} = \frac{\rho}{\rho_m} \left(\frac{k_1 c}{2} \right)^2, \quad k_1 = \int_0^1 \frac{u}{u_m} d \left(\frac{y}{b} \right)$$

Приняв $k=0.316$, $k_1=0.45$, $c=0.22$, в соответствии с известными данными теории струй [10], получим $A \approx 0.00885$. Искривление траектории струи под действием перепада давления, возникающего при наличии экрана, очень слабое; так, при $\varphi_0=0$ и $\alpha=1$, $\varphi_h=0.086$ или $4^\circ 55'$.

Полученные соотношения позволяют описать траекторию осевой линии струи. Приняв систему координат, начало которой совпадает с центром источника струи, ось x параллельна экрану, ось y отсчитывается от центра источника в сторону экрана, можно записать для координат x , y , характеризующих положение осевой линии струи

$$(5.10) \quad \frac{dy}{dx} \approx \frac{dy}{ds} = \varphi = \varphi_0 + \left(\frac{s}{s_h} \right)^\alpha \psi_h \frac{A}{\alpha}$$

Координаты сечения касания струи и экрана определяются соотношением

$$(5.11) \quad \frac{x_h}{y_h} = \frac{\alpha(\alpha+1)}{\alpha(\alpha+1)\varphi_0 + \psi_h A} = \frac{\alpha+1}{\varphi_h + \alpha\varphi_0}$$

В точке касания ось струи отклоняется от своего первоначального положения на величину y_h

$$(5.12) \quad y_h = H + h - s x_h$$

Здесь H — расстояние от кромки сопла до экрана, h — полувысота сопла.

Согласно (5.9)–(5.12), траектория струи универсальна в координатах подобия $X=x/(H+h)$, $Y=y/(H+h)$ при фиксированном φ_0 .

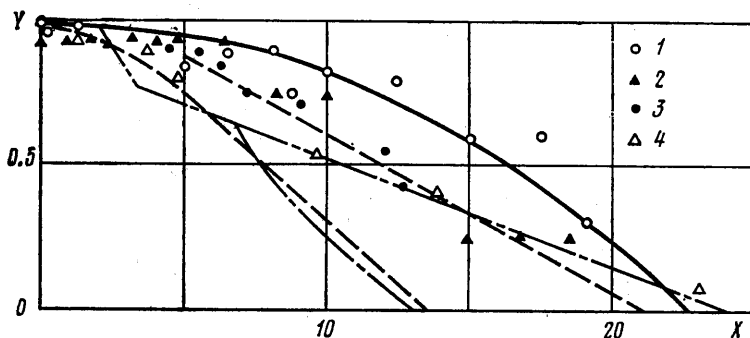
На фиг. 5 приведено сопоставление данных опытов и расчета траектории осевой линии струи при $\varphi_0=0$ в координатах X, Y . Данные опытов получены при различных значениях параметров $H^0=H/h+1$ и Δ : 1 — $H^0=8$, $\Delta=12.4$; 2 — $H^0=6$, $\Delta=5.25$; 3 — $H^0=11$, $\Delta=3.1$; 4 — $H^0=4.3$, $\Delta=4$. Расчет (сплошная линия) проведен по соотношениям (5.10)–(5.12) при $\alpha=1$ без учета расширения струи, что соответствует условию

$$(5.13) \quad y_h = H + h$$

На фиг. 5 приведены также данные опытов (4) и расчета из работ [7, 8]. Отсутствие согласования проведенного расчета с расчетом из работы [8] (штрихпунктирные линии) связано с различием в исходных предположениях. По данным [8] траектория струи близка к универсальной в физических координатах x, y при вариации расстояния H . Предположения работы [8], по-видимому, справедливы при $H^0 \approx 1$. При $H^0 > 3$ экспериментальные данные удовлетворительно соответствуют изложенному анализу.

На рассчитываемое положение осевой линии струи заметно влияют выбор граничных условий — (5.12) или (5.13) — и значения константы α . В расчетах (штриховые линии на фиг. 5) получены следующие значения X_h для $\varphi_0=0$ в случае использования условия (5.12): при $\alpha=1$ $X_h=13.5$, при $\alpha=2$ $X_h \approx 21$. Последний вариант наилучшим образом соответствует экспериментальным данным фиг. 5, однако требует наиболее громоздких расчетов. Тем не менее это необходимо для получения удовлетворительного согласования расчета с экспериментом при $\varphi_0 < 0$ (струя направлена «от экрана»).

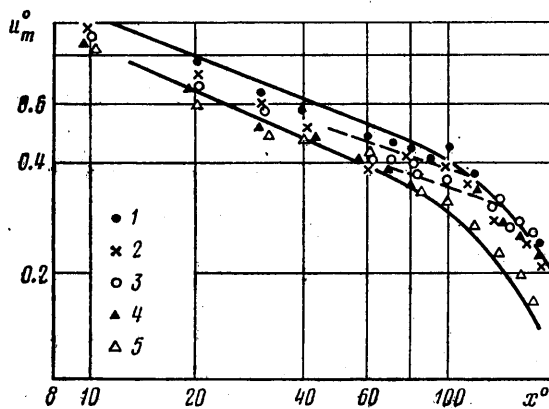
Проведенное сопоставление расчетов и результатов определения траектории струи при $\varphi_0 = -5^\circ$ и -10° показывает, что их удовлетворительное согласование имеет место лишь в этом случае, т. е. при учете конечной толщины струи. Напротив, при $\varphi_0 \geq 0$ удовлетворительное согласование с данными опытов достигается при $\alpha = 1$ и использовании граничного усло-



Фиг. 5

вия (5.13), не учитывающего конечной толщины струи в точке касания, когда расчет значительно упрощается.

Взаимодействие свободной струи с экраном описано на основании анализа двумерного (плоского) течения. При опытах реализовалось течение с вариацией параметра Δ , характеризующего его трехмерность. Согласно



Фиг. 6

опытным данным, при взаимодействии струи с экраном влияние на траекторию струи параметра Δ при изменении его в диапазоне 2–12 находится в пределах точности измерений.

6. Наличие экрана приводит к увеличению линейного масштаба, характеризующего затухание струи. Это связано с тем, что распространение струи вблизи экрана в определенной степени аналогично распространению двух струй, удаленных друг от друга на удвоенное значение высоты сопла над экраном — $2(H+h)$. При слиянии таких струй образуется струя с параметрами, соответствующими струе, распространяющейся из сопла удвоенного размера. Но при распространении струи вблизи экрана не происходит удвоения характерного размера из-за потери импульса вследствие влияния пограничных слоев, работы сил давления и т. п. Согласно полу-

ченным данным, при изменении H° от ∞ до 1–10 характерный линейный размер увеличивается в 1.5–1.7 раза.

На фиг. 6 приведены результаты измерений максимальных значений скорости при $\varphi_0 \approx 0$ для сопла с $\Delta = 12.4$ и при значениях параметра $H^\circ = 3, 5, 6, 8, \infty$ — точки 1–5 соответственно.

Данные фиг. 6 показывают, что в зависимости от относительной высоты сопла над экраном переход от одного линейного масштаба течения (соответствующего $H^\circ = \infty$) к другому (соответствующему $H^\circ = 1$) происходит при разных значениях $x^\circ = x^*$.

Согласно результатам расчетов и опытов натекание струи на экран, при $\varphi_0 = 0$ происходит при $x^\circ = x_k^\circ \approx (15-20) H^\circ$. Полная перестройка закономерности затухания максимальной скорости, согласно данным фиг. 6, также происходит в этом сечении струи. Но начало перестройки имеет место раньше, при соприкосновении с экраном нижней границы струи. Это касание соответствует $X \approx 4$ для $\varphi_0 = 0$ и обуславливает начало перестройки течения, которое заканчивается в сечении, где гипотетическая осевая линия струи проходит на экран.

Аналогичные данные были получены в опытах при изменении параметра Δ в диапазоне 3.1–12.4 начального угла φ_0 в диапазоне ($\pm 10^\circ$), а также по измерениям максимальной концентрации примеси.

Прилипание струи к экрану приводит также к изменению положения наружной границы струи. В области течения, соответствующей пересечению траектории струи с экраном, происходящая в струе перестройка, согласно проведенным измерениям, приводит к уменьшению интенсивности расширения струи. Значение координаты y_c в этой области практически постоянно на длине порядка $X_k H$.

Поступила 23 III 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *Trentacoste N., Sforza P.* Further experimental results for three-dimensional free jets. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 5. (Рус. перев.: Результаты дальнейшего экспериментального исследования трехмерных свободных струй. Ракетная техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 5.)
2. *Агулыков А., Джаугаштин К. Е., Ярин Л. П.* Исследование структуры трехмерных турбулентных струй. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 6.
3. *Sfeir A. A.* The velocity and temperature fields of rectangular jets. Int. J. Heat and Mass Transfer, 1976, vol. 19, No. 11.
4. *McGuirk J. J., Rodi W.* The calculation of threedimensional turbulent free jets. Proc. Sympos. on Turbulent Shear Flows, The Pennsylvania State University, April 18–20, 1977. Pennsylvania, 1977.
5. *Шепелев И. А., Гельман Н. А.* Универсальные формулы для расчета скорости и температуры вентиляционных струй, истекающих из прямоугольных отверстий. Водоснабж. и сан. техн., 1966, № 7.
6. *Палатник И. Б., Темирбаев Д. Ж.* О распространении свободных турбулентных струй, вытекающих из насада прямоугольной формы. В сб. Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики, вып. 1. Алма-Ата, АН КазССР, 1964.
7. *Жукова Л. А., Макаров И. С., Худенко Б. Г.* Смещение плоскопараллельных турбулентных струй. Изв. вузов, сер. Авиац. техн., 1964, № 4.
8. *Худенко Б. Г.* Деформация осей плоскопараллельных струй при их взаиможекции. Изв. вузов, сер. Авиац. техн., 1966, № 2.
9. *Хескестад.* Измерения термоанемометром в плоской турбулентной струе. Тр. Америк. об-ва инж.-механ., Сер. Е, Прикл. механ., 1965, т. 32, № 4.
10. *Абрамович Г. Н., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н.* Турбулентные течения при взаимодействии объемных сил и неавтомоделности. М., «Машиностроение», 1975.
11. *Förthmann E.* Über turbulente Strahlausbreitung. Ing.-Archiv, 1934, Bd 5, Nr1.
12. *Секундов А. Н.* Распространение плоской турбулентной струи из линейного источника, расположенного в вершине клина. Инж.-физ. ж., 1970, т. 18, № 5.
13. *Launder B. E., Spalding D. B.* The numerical computation of turbulent flows. Computer Methods in Appl. Mech. and Engng, 1974, vol. 3, No. 2.
14. *Гиневский А. С.* Теория турбулентных струй и следов. М., «Машиностроение», 1969.