

УДК 532.525.3:532.529.4

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЙ ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОТНОСТИ

Б. Л. БУХАРОВ, С. Ю. КРАШЕНИННИКОВ, Г. Ю. ОРЖЕХОВСКИЙ,
О. В. ЯКОВЛЕВСКИЙ

(Москва)

Изложены результаты экспериментального исследования закрученного струйного течения, возникающего за центробежными газовыми форсунками. По данным опытов с двухкомпонентными форсунками определены основные параметры течения: характерная ширина струи, протяженность возвратного тока, затухание концентрации вдоль струи. По опытам с однокомпонентной форсункой определены характерные частоты наблюдаемых пульсаций газодинамических параметров. Приведены результаты обобщения полученных эмпирических зависимостей.

1. Исследования закрученных струйных течений [1-4] касаются в основном распространения затопленной закрученной струи постоянной плотности. Результаты подробного параметрического исследования участка струи с обратным током приведены в работе [4]. В то же время имеющиеся данные о влиянии спутного потока на распространение закрученной струи [5] крайне ограничены; не исследовано влияние различия плотностей струи и окружающей среды и т. п. В связи с этим основной целью работы было получение качественных закономерностей распространения сильно закрученной турбулентной струи при наличии спутного потока иной плотности.

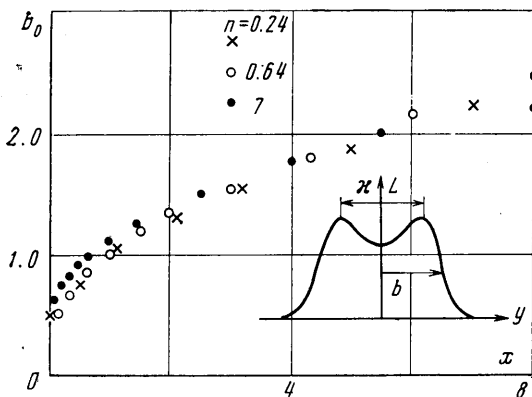
2. В опытах использовалась двухкомпонентная форсунка, состоявшая из двух соосных цилиндрических каналов диаметром 9.5 и 19.5 мм. Толщина кромки центрального канала составляла 1 мм. Газ, подводимый к центральному каналу, закручивался, проходя через отверстия в пилонах, скреплявших оба канала, которые были просверлены вдоль хорд поперечного сечения форсунки. Таким образом, центральный канал представлял собой центробежную форсунку с геометрической характеристикой $A \approx 2$ [6]. Закрученная струя, распространявшаяся из центрального канала, имела интенсивность начальной закрутки $w_0 \approx 1.6$. Здесь $w_0 = w_m / u_0$, где u_0 — среднерасходная скорость истечения через центральный канал, w_m — максимальное значение вращательной компоненты скорости на его срезе.

Выбор центробежной форсунки связан с тем, что за этим закручивающим устройством на течении не сказывается влияние загромождения потока, имеющего место при использовании шнековых или лопаточных завихрителей, и особенности течения (расширение струи, образование обратного тока и т. п.) связаны только с сообщаемой потоку закруткой.

Форсунка устанавливалась в открытом пространстве. В ее центральный канал подавались газы различной плотности ρ_0 : гелий, воздух, углекислый газ и фреон-12. В наружный канал подавался воздух (плотность ρ_1). Контроль режимов истечения осуществлялся по расходу газов, измерявшемуся при помощи мерных диафрагм с точностью $\pm 5\%$. По расходам компонент определялись среднерасходные скорости истечения: u_0 для центрального канала и u_1 для наружного. В опытах варьировались параметры истечения $m = u_1 / u_0$ и $n = \rho_1 / \rho_0$. В большинстве опытов значение u_0 составляло $5 \div 10$ м/сек, при опытах с гелием $u_0 = 10 \div 40$ м/сек.

В опытах определялись геометрические характеристики течения по измерениям профиля концентрации и длины зоны обратного тока. Методика

этих измерений описана в работе [4]. При определении характерных частот пульсаций скорости и давления использовались термоанемометр УТА-6 конструкции И. С. Егоренкова с постоянной температурой нити, датчик которого устанавливался в потоке и микрофон, расположенный вне потока, — на расстоянии $0.5 \div 1$ м от среза форсунки. Соответствующие электрические сигналы выводились на анализатор спектра С-4-12 с постоянной полосой пропускания. Кроме того, картина течения при использовании



Фиг. 1

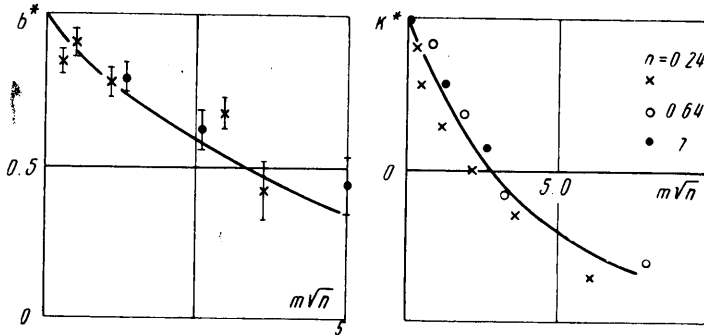
газов различной плотности визуализировалась с помощью прибора Теплера. 3. Наличие на оси струи зоны возвратного течения протяженностью $l \approx 2 \div 4$ (здесь и в дальнейшем все линейные размеры отнесены к диаметру центрального канала d) приводит к немоптонному распределению концентрации в поперечном сечении струи с «провалом» на ее оси. Для примера на поле фиг. 1 в условном масштабе показан профиль объемной концентрации χ фреона-12 в воздухе в виде зависимости χ от поперечной координаты y при значении продольной координаты $x \approx 0.5$ для $m = 0$. По профилю концентрации компоненты, вытекающей из центрального канала определялись расстояние L между максимумами объемной концентрации χ_m в данном поперечном сечении и угол рассеивания струи $\alpha = \arctg K$, где $K = dL / dx$. По половине расстояния между точками, где $\chi = 0.5 \chi_m$, находилась характерная ширина струи b . Протяженность зоны обратного тока определялась при фиксации нулевой продольной скорости на оси струи с помощью T -образного пневмометрического насадка.

Шлирен-фотографии картины течения при истечении из центрального канала фреона-12 и гелия для близких значений числа Рейнольдса истечения показывают, что расширение сильно закрученной струи происходит значительно интенсивнее, чем струи без закрутки, и в отличие от незакрученных струй практически не зависит от отношения плотностей струи и окружающей среды. Отметим, что в данном случае параметр n изменялся почти в 30 раз.

Аналогичные данные были получены и при определении тангенса угла рассеивания струи при $m = 0$; при этом величина K_0 составляла 0.5, 0.6 и 0.5 для значений n , равных соответственно 0.24, 0.64 и 7. Практически не зависит от n при $m = 0$ и характерная ширина струи $b_0(x)$. Соответствующие данные приведены на фиг. 1.

Это свидетельствует о том, что расширение сильно закрученной струи определяется в основном ее закруткой (инерционными свойствами течения), так как расширение незакрученной затопленной турбулентной струи на начальном участке сильно зависит от параметра n [7]. Таким образом, следует ожидать, что изменение геометрии сильно закрученной струи при наличии спутного потока будет связано в первую очередь с их силовым взаимодействием. Параметром такого взаимодействия является отношение скоростных напоров потоков, которое может служить для обобщения данных измерений K и $b(x)$.

На фиг. 2 изображены результаты такого обобщения в виде зависимости величин $b^* = b/b_0$ для $1 < x < 8$ и $K^* = K/K_0$ от параметра $m\sqrt{n}$, характеризующего отношение скоростных напоров потоков. Легко видеть, что параметр $m\sqrt{n}$ действительно позволяет получить единые зависимости для расширения сильно закрученной струи в спутном потоке при переменной плотности.

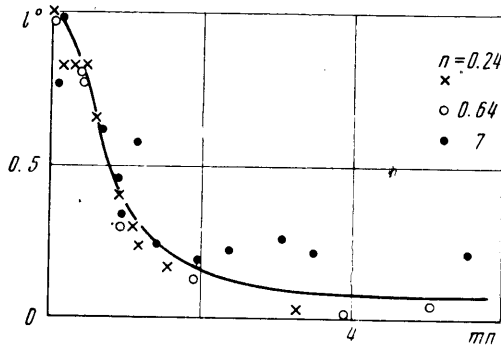


Фиг. 2

4. Протяженность возвратного течения, наблюдающегося в окрестности оси струи вблизи среза форсунки, зависит от отношения плотностей n . Данные опытов показывают, что для длины зоны обратных токов вне форсунки l_0 при $m = 0$ приблизительно выполняется зависимость $l_0 \sim n^{1/5}$, причем наблюдались значения l_0 , равные 2, 3 и 4 соответственно для параметра n , равного 0.24, 1 и 7. При подаче воздуха в наружный канал форсунки ($m > 0$) происходит сокращение длины зоны обратного тока до предельного значения $l_a \approx 1.1$ при $m \rightarrow \infty$.

Можно предположить, что протяженность зоны обратного тока связана с расходными характеристиками течения и должна быть функцией отношения плотностей тока через каналы форсунки.

Данные фиг. 3, где изображена зависимость величины $l^0 = (l - l_a) / (l_0 - l_a)$ от параметра $m\sqrt{n}$, подтверждают справедливость этого предположения. При больших значениях параметра t происходит расслоение указанных зависимостей. Это, но-видимому, связано с тем, что с ростом t характеристики течения начинают определяться не массовым, а объемным расходом вдуваемого газа.

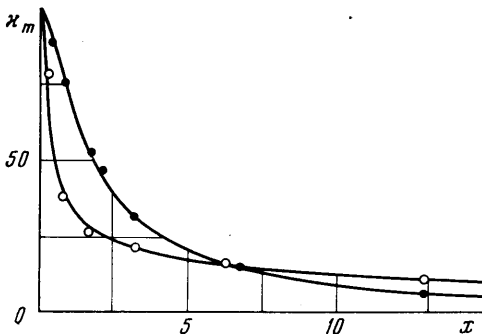


Фиг. 3

5. Несколько опытов было проведено при закручивании потока в наружном канале. При этом использовалась двухкомпонентная шнековая форсунка с углами установки $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 30^\circ$ и $\theta_2 = 0$ соответственно для центрального и наружного каналов с последующим двукратным поджатием по площади для обоих каналов. Опыты проводились при $n = 0.24$ и $m \approx 1.2$.

Закручивание наружного потока в ту же сторону, что и внутреннего, приводит к уменьшению их взаимного смещения (уменьшается характерная разность скоростей). С другой стороны, наружный и центральный потоки образуют коаксиальную струю, которая тем интенсивнее смешивается с окружающей средой, чем больше

суммарная закрутка потоков. Указанные эффекты объясняют результаты опытов, представленные на фиг. 4, где изображено изменение максимальной объемной концентрации фреона-12 κ_m вдоль струи при $\theta_2 = 30^\circ$ (темные кружки) и $\theta_2 = 0$ (светлые кружки). Действительно, при $x < 2$, когда зависимость $\kappa_m(x)$ определяется смешением центральной струи с наружной, падение κ_m происходит более интенсивно при $\theta_2 = 0$. При больших значениях x интенсивнее затухает концентрация в случае более высокой суммарной закрутки ($\theta_2 = 30^\circ$). Этот эффект при $x > 6$ сказывается не только на интенсивности падения концентрации, но и на самой ее величине.



Фиг. 4

6. В работе [4] приведены результаты обобщения опытных данных о характерной частоте пульсаций скорости f_1 в закрученной струе с обратным током вблизи среза цилиндрической центробежной форсунки

$$S = f_1 du_0^{-1} \approx 0.7 w_0 \quad (6.1)$$

Эти данные показывают, что из-за наличия возвратного течения в струе существует определенный механизм возбуждения периодических колебаний, который может быть связан с общей неустойчивостью течения. Последняя обусловлена тем, что с обратным током в форсунке посту-

пает поток момента количества движения и случайное усиление (ослабление) обратного тока приводит к более (менее) интенсивной закрутке струи, что, в свою очередь, усиливает (ослабляет) обратный ток. Этому препятствует перестройка потока внутри форсунки, вследствие чего колебания течения с полным исчезновением и появлением обратного тока не наблюдаются.

Соотношение (6.1) позволяет считать, что основные колебания имеют релаксационный характер и связаны с периодическим изменением геометрии течения. Действительно, характерный период таких пульсаций τ будет определяться количеством жидкости Q , принимающим участие в колебательном движении (по-видимому, пропорциональным заключенному в области возвратного течения), и характерным расходом в этом движении

$$\tau = Q / G \quad Fl / u_a \sim l / u_a \quad (6.2)$$

Здесь F — характерная площадь поперечного сечения потока, занимаемая обратным током, u_a — его характерная скорость. Данные опытов [4] позволяют связать длину зоны обратного тока l и скорость возвратного течения (например, на оси струи в плоскости среза форсунки) с интенсивностью закрутки при помощи приближенных соотношений, справедливых при $1 < w_0 < 2.5$

$$l \sim w_0, \quad u_a \sim w_0^k$$

Величина показателя степени k согласно опытным данным близка к двум ($k \approx 1.7 \div 1.9$), что удовлетворительно соответствует наблюдаемой в опытах закономерности

$$f_1 \sim \tau^{-1} \sim w_0$$

Соотношение (6.2) показывает, что характерная частота колебаний будет зависеть от степени перестройки (от амплитуды изменения l), т. е. при различии геометрии форсунок возможны отклонения от зависимости (6.1), так как именно перестройка течения в форсунке препятствует развитию неустойчивости течения. Данные опытов, проведенные с форсунками разных типов (центробежными, пневмовыми, с различной степенью поджатия), представлены на фиг. 5 в виде зависимости числа Струхала S , определенного по первой характерной частоте, от интенсивности закрутки w_0 . Величина w_0 определялась по измерениям статического давления на оси струи с помощью эмпирического соотношения работы [4]

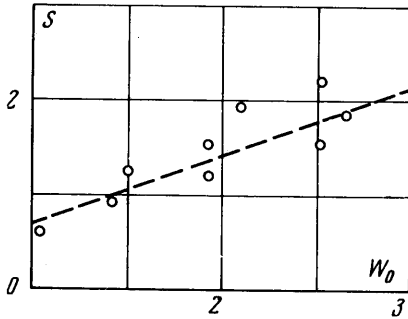
$$w_0 = 1.4(\Delta P_0)^{1/2}, \quad \Delta P_0 = 2(P_a - P_0) / \rho_0 u_0^2$$

Здесь ΔP_0 — разрежение по сравнению с атмосферным на оси струи в плоскости среза форсунки, отнесенное к скоростному напору, вычисленному по среднерасходной скорости истечения из форсунки.

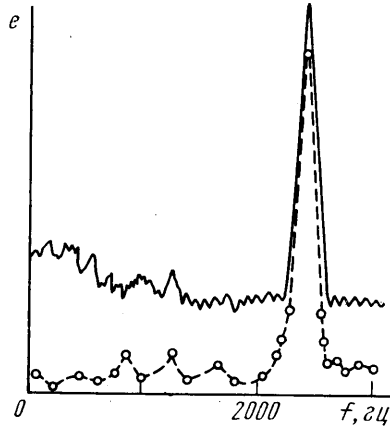
Данные опытов, полученные при использовании форсунок различной конструкции, в целом удовлетворительно согласуются с зависимостью (6.1), показанной на

фиг. 5 штриховой линией, хотя в отдельных случаях и наблюдается заметное отклонение от нее. При этом было замечено, что форсункам с поджатием в общем соответствуют более низкие характерные частоты пульсаций.

Представленное описание механизма возбуждения пульсаций основано на предположении о том, что они сопро-



Фиг. 5



Фиг. 6

вождаются периодической (с характерной частотой) перестройкой течения. Это явление обусловлено периодическим изменением интенсивности вращательного движения в струе, что должно приводить также к пульсациям статического давления с той же частотой. Действительно, в опытах было отмечено, что шум, излучаемый сильно закрученной струей, воспринимается на слух как однотонный свист.

На фиг. 6 изображены энергетические спектры пульсаций продольной скорости (сплошная линия — измерения при помощи термоанемометра) и давления (пунктирная линия — измерения при помощи микрофона). Спектры определены при истечении воздуха из центрального канала центробежной форсунки ($m = 0$) при $u_0 = 30$ м/сек. По оси абсцисс отложена частота (гц), по оси ординат (масштаб условный) — величина $e = E^{1/2}$, где E — спектральная плотность энергии пульсаций. Видно, что значения характерных частот совпадают, причем вклад в общую энергию пульсаций скорости на этих частотах практически несуществен, а вклад в энергию пульсаций давления является основным.

Изменение плотности газа, подаваемого через форсунку (гелий и фреон-12), при том же значении u_0 заметно влияет на спектр пульсаций давления, но значение характерной частоты практически остается прежним. Отсутствие заметного влияния скорости распространения звука на характерную частоту пульсаций говорит о том, что основную роль в их возбуждении играют гидродинамические процессы. Предложенная модель этих процессов (релаксационные колебания) косвенно подтверждается изложенными материалами исследования. Отсутствие данных о связи амплитуды пульсаций и их характерной частоты не позволяет сделать более определенных выводов о правильности этой модели.

Авторы благодарят В. И. Фурлетова за полезные замечания.

Поступило 9 VII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Ляховский Д. Н. Аэродинамика закрученных струй и ее значение для факельного процесса сжигания. Сб. «Теория и практика сжигания газа». Л., Гостехиздат, 1958, стр. 28—77.
2. Chigier N. A., Chervinsky A. Experimental investigation of swirling vortex motion in jets. Trans. ASME, Ser. E, J. Appl. Mech., 1967, vol. 34, No 2.
3. Maier P. Untersuchung isothermer drall behafteter Freistrahlen. Forsch. Ingenieurwes. 1968, Bd 34, Nr 5.
4. Крашенинников С. Ю. Исследование затопленной воздушной струи при высокой интенсивности закрутки. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 6.
5. Бушмарин О. Н. Закрученная струя в спутном потоке жидкости той же плотности. Тр. Ленингр. политехн. ин-та, 1955, № 176.
6. Бородин В. А., Дитякин Ю. Ф., Клячко Л. А., Ягодкин В. И. Распыливание жидкостей. М., «Машиностроение», 1967.
7. Абрамович Г. Н., Яковлевский О. В., Смирнова И. П., Секундов А. Н., Крашенинников С. Ю. Исследование начального участка турбулентных струй различных газов в спутном потоке воздуха. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 6.