

УДК 532.52.2

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗНОПЛОТНОСТНЫХ СТРУЙ НА УСТАНОВКЕ КРАТКОВРЕМЕННОГО ДЕЙСТВИЯ

РАЩУПКИН В. И., СЕКУНДОВ А. Н.

Смешение струй газов, имеющих плотность, отличную от плотности окружающей среды или спутного потока, интересно как само по себе, поскольку оно встречается в различного рода смесительных устройствах, так и с точки зрения моделирования истечения струй горячих газов.

Имеющиеся в литературе данные [1-7], даже по таким простейшим характеристикам, как длина начального участка струи и толщина слоя смешения, весьма разноречивы. Расхождение экспериментальных данных, с одной стороны, объясняется различием в начальных условиях истечения (начальный уровень турбулентности, толщина и состояние пограничного слоя, число Рейнольдса), не всегда достаточно полно приводимых в работах. С другой стороны, в большинстве работ по причинам экономии приходится проводить эксперименты на мелкомасштабных моделях, что приводит к снижению точности измерений. Кроме того, при измерении на малых моделях обычно малы числа Рейнольдса. При этом истечение струи становится неавтомоделльным и зависит от Re .

В данной работе для повышения точности измерения параметров струи на ее начальном участке были увеличены размеры сопла, из которого происходит истечение. Это позволяет уменьшить отношение размера датчика к размерам струи и увеличить число Re , но вследствие увеличения расхода рабочего тела приводит к необходимости работы с небольшой продолжительностью запуска. Малая инерционность измерительной аппаратуры и автоматизация процесса измерения позволили сделать это, а уменьшение времени осреднения в единичном измерении компенсируется введением осреднения по ансамблю нескольких измерений.

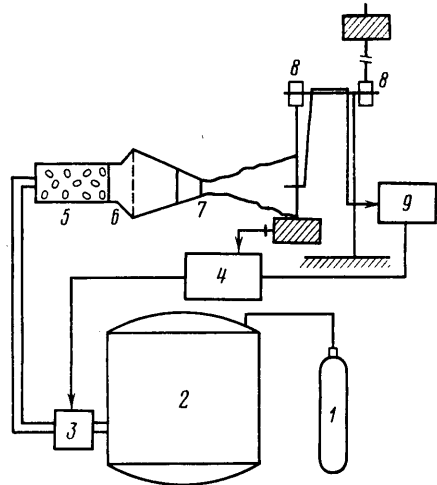
Схема созданной установки кратковременного действия показана на фиг. 1. Рабочее тело (в данной работе гелий, фреон или воздух) подается из баллонов 1 (в случае воздуха из линии высокого давления) в емкость 2 объемом 1,5 м³. На выходе из емкости стоит нормально закрытый электропневмоклапан 3, открывающийся по сигналу схемы пуска 4. При открытии клапана 3 рабочее тело попадает в камеру шумоглушения 5, представляющую собой цилиндрический канал диаметром 150 и длиной 500 мм, заполненный зернистым материалом типа поропласта с размером зерна около 30 мм и закрытый на выходе сеткой. За камерой шумоглушения следует ресивер 6 с диаметром максимального сечения 350 мм, где установлена плотная многослойная выравнивающая сетка. К ресиверу пристыковано профилированное суживающееся сопло 7 с диаметром выходного сечения 75 мм. В некоторых экспериментах к соплу добавлялся конический насадок длиной 60 мм и диаметром выходного сечения 40 мм.

Датчики полного давления (ДМИ), концентрации, пульсаций статического давления p' (конденсаторный микрофон 4138 фирмы Брюль и Кьер диаметром 1/8 дюйма) и термоанемометрические датчики устанавливались на координатнике, выполненном в виде физического маятника 8. Маятник состоит из двух алюминиевых стержней длиной 1 м, закрепленных на подшипниках качения. На нижнем стержне крепились датчики и груз массой 2 кг. На верхнем стержне устанавливался подвижный противовес примерно равной массы. Смещением противовеса можно изменять период колебания маятника T от 2 до 15-20 с. Максимальное значение T ограничивается только трением в подшипниках. Амплитуда отклонения маятника задавалась примерно в 3 раза большей, чем радиус струи в сечении измерения. При этом неравномерность скорости перемещения датчиков внутри струи не превышала 5%. Для «привязки» измерений к физическим координатам маятник был снабжен отметчиком координат, представляющим собой неподвижно закрепленную пластину с прорезями через каждые 10 мм, и укрепленными на маятнике источником света и фотодиодом, проходящими с разных сторон от пластины. Отметчик координат выдает импульсы тока при смещении датчиков на 8 мм, эти импульсы записываются на ленте светолучевого осциллографа вместе с сигналами измерительных приборов. Преимущество маятникового координатника состоит в том, что он обеспе-

чивает достаточно быстрое перемещение датчиков с регулируемой скоростью и не вносит вибрационных помех.

Кроме того, маятник осуществляет включение и выключение регистрирующей аппаратуры 9 одновременно с открытием и закрытием клапана 3. Для этого на неподвижной пластине установлены выключатели типа «геркон», срабатывающие от магнитного поля установленных на маятнике постоянных магнитов. Измерения показали, что время выхода установки на стационарный режим не превышает 0,2 с. Поэтому «геркон» включения устанавливался на таком расстоянии от предполагаемого положения границы струи, чтобы от момента включения установки до попадания датчиков в струю проходило не меньше 0,5 с.

Измерение средних значений параметров проводилось в «пролетном» режиме: маятник отпускался из крайнего положения, при прохождении включающего контакта запускалась установка и регистрирующая аппаратура (измерительная аппаратура включена постоянно), снимались и записывались на ленту осциллографа профили измеряемых величин. При завершении прохождения сечения струи маятник отключал установку и регистрирующую аппаратуру. Профили средних значений определялись по ансамблю нескольких измерений. Для контроля в отдельных точках проводилось осреднение по времени. При этом датчики фиксировались в выбранном положении и установка включалась на время, необходимое для достижения заданной точности измерения.



Фиг. 1

Скорость истечения из сопла изменялась от 4 м/с (фреон) до 130 м/с (гелий). Интенсивность турбулентности $e = \langle u'^2 \rangle^{1/2} / V_0$ (V_0 — скорость истечения) составляла на срезе сопла около 0,2%. Толщина пограничного слоя вблизи выходного сечения сопла диаметром 75 мм (определенная по $V/V_0 = 0,99$) при $V_0 = 12$ м/с ($Re = 6 \cdot 10^4$) была равна 1,4 мм, толщина вытеснения $\delta = 0,51$ мм, толщина потери импульса $\delta^{**} = 0,2$ мм. Максимальный уровень пульсаций в пограничном слое $e = 8,5\%$. Это говорит о том, что режим течения в пограничном слое является переходным от ламинарного к турбулентному.

На начальном участке струй воздуха, гелия и фреона измерялись полное давление, объемная концентрация, пульсации статического давления и скорость (в воздушной струе).

Для измерения объемной концентрации был создан датчик, использующий зависимость интенсивности охлаждения нагретой нити датчика от концентрации [8].

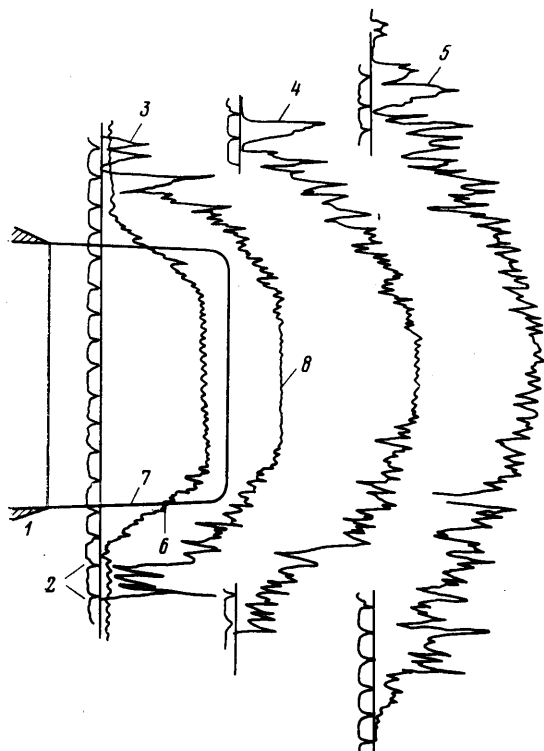
В корпусе датчика, выполненном из плексигласа, просверлен канал диаметром 1,5 и длиной 40 мм. На входе в канал установлено гидравлическое сопротивление (пучок проволоки диаметром 0,1 и длиной 1,5 мм), а в средней части канала расположен чувствительный элемент термоанемометрического датчика с проволокой вдоль оси канала. Через канал производился отсос газа с относительно большим перепадом давления (2000 мм вод. ст. при скоростном напоре в исследуемых течениях меньше 100 мм), так что скорость обтекания нагретой нити внутри канала оставалась практически постоянной. При увеличении перепада до 4000 мм течение в канале становится турбулентным и датчик начинает регистрировать пульсации скорости в канале, поэтому все измерения проводились при меньших значениях перепада. Датчик подключался к термоанемометру 55 Д 05 фирмы ДИСА, работающему в режиме постоянной температуры с перегревом 1,6. Выходное напряжение изменяется от 2,2 В в воздухе до 4,1 В в гелии и уменьшается до 1,5 В во фреоне. Зависимость выходного напряжения от объемной концентрации (статическая тарировка) оказалась практически линейной. Динамическая тарировка датчика не про-

дилась, однако анализ сигналов показывает, что датчик позволяет измерять пульсации с частотами до 200–300 Гц.

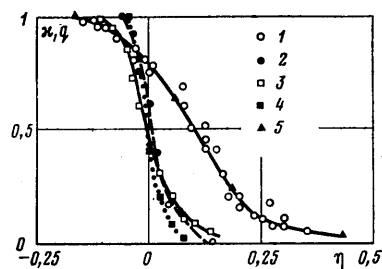
В работе были сделаны попытки распространить на более широкий диапазон скоростей и концентраций метод одновременного измерения пульсаций скорости и концентрации термоанемометрическим датчиком с двумя чувствительными элементами разного диаметра [9]. Пока эти попытки не увенчались успехом. Пульсации скорости в данной работе измерялись только в воздушной струе.

Для обработки сигналов с датчиков использовалась аналоговая аппаратура фирмы ДИСА (измерение продольной и поперечной компонент скорости) и цифровые методы анализа — цифровой релаятор 3271/2270 фирмы Хьюлет — Пакард и цифровая обработка на ЭВМ БЭСМ-6.

Определение внешних и внутренних границ слоя смешения на начальном участке струй воздуха, гелия и фреона проводилось по профилям скорости и концентрации, полученным в результате многократного прохождения датчиков в различных сечениях поперек струи. При этом выделение границ слоя смешения



Фиг. 2



Фиг. 3

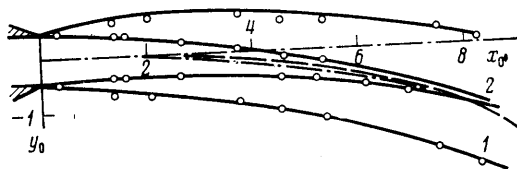
надежнее получается по пульсациям концентрации. Измерение пульсаций скорости не дает четкого положения границ слоя смешения, поскольку пульсации скорости генерируются пульсациями давления и за пределами турбулентной жидкости. Поэтому при определении границ воздушной струи она «подкрашивалась» добавкой 4% гелия. Чувствительность датчика позволяет уверенно регистрировать такие малые концентрации. Плотность воздуха уменьшается при этом всего на 3,5%.

Типичные профили объемной концентрации x и скоростного напора q приведены на фиг. 2, где показаны: сопло 1, из которого происходит истечение газа, отметки координат 2 на осциллограммах записи профилей концентрации. Расстояние между метками соответствует перемещению датчиков на 8 мм. Профили концентрации 3–5 сняты в следующих осевых положениях: $x/d_0 = x_0 = 1,05$; 2,3; 4,3. Профиль скоростного напора 6 снят при $x_0 = 1,05$, 7 — начальный профиль x , 8 — ядро струи.

Полученные по профилям концентрации длины начального участка

(расстояния, на которых сохраняются потенциальные ядра) струй гелия, воздуха и фреона оказались равны $3d_0$, $5d_0$ и $9d_0$ соответственно. Тангенсы углов наклона внешних границ этих струй равны соответственно 0,35; 0,21 и 0,15. Положение внешней и внутренней границ слоя смешения определялось по значениям $\kappa=0,95$ и 0,05.

На фиг. 3 приведены профили объемной концентрации κ и скоростного напора $q=\rho u^2/\rho_0 V_0^2$ (где ρ_0 и V_0 — плотность и скорость газа в выходном сечении сопла) в зависимости от автомодельной для слоя смешения



Фиг. 4

переменной $\eta=(r-R_0)/x$. В гелиевой струе $V_0=60$ м/с, $d_0=75$ мм, $Re=5 \cdot 10^4$, $e=0,2\%$. Во фреоновой струе $V_0=18$ м/с, $d_0=40$ мм, $Re=2 \cdot 10^5$, $e=0,2\%$. Измерения в струе гелия проводились в сечениях $x_0=1,05$ и 2,3; в струе фреона $x_0=3,7$; 4,6; 5,3 и 6,6. Точки на фигуре соответствуют: 1 — κ в гелиевой струе, 2 — κ в струе фреона, 3 — q в гелиевой струе, 4 — q в струе фреона, 5 — результат измерения κ в гелиевой струе при фиксированном положении датчика.

Для проверки профилей фиг. 3, полученных осреднением по ансамблю нескольких измерений, в отдельных точках проводилось измерение при фиксированном положении датчика и с осреднением по времени. По осциллограммам, записанным при фиксированном положении датчика, можно легко определить коэффициент перемежаемости γ , при этом считается, что попаданию датчика в турбулентную жидкость соответствует отличие κ от нуля. На этих осциллограммах обращает на себя внимание несимметричность переднего и заднего фронтов импульсов турбулентных пульсаций концентрации. Сигнал имеет ярко выраженный пилообразный характер. В [10] отмечалась аналогичная форма сигнала при измерении скорости.

При малых скоростях истечения фреона ($V_0=4$ м/с) зарегистрировано заметное искривление оси струи на начальном участке. Форма границ струи фреона, истекающей из сопла диаметром 75 мм со скоростью $V_0=4$ м/с, приведена на фиг. 4. Для этого случая число Архимеда $Ag=(gd_0/V_0^2)(\Delta\rho/\rho)$, определяющее влияние сил плавучести, равно 0,15, $y_0=y/d_0$.

В [3] для траекторий нагретых струй получено уравнение

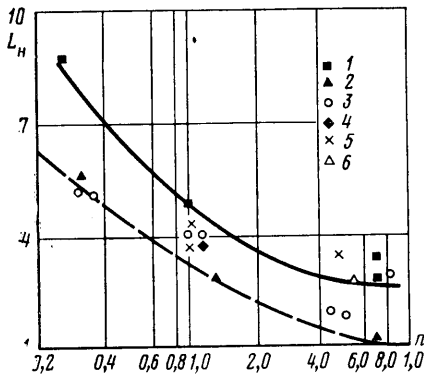
$$(1) \quad \frac{y}{d_0} = K \left(\frac{x}{d_0} \right)^3 Ag$$

где k для горячих струй равен 0,052. Это же уравнение, но с $k=-0,015$, удовлетворительно описывает траекторию оси струи фреона на начальном участке. Кривая 1 на фиг. 4 описывается уравнением (1). Отклонение этой кривой от определенного в результате измерения положения оси струи 2 невелико.

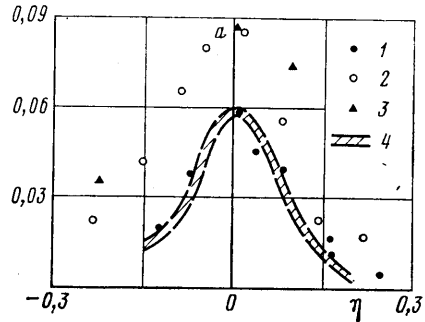
На фиг. 5 приведена сводка данных по влиянию относительной плотности газа струи $n=\rho_2/\rho_1$ (ρ_2 — плотность окружающей среды, ρ_1 — плотность газа струи) на длину начального участка. Экспериментальные данные на этой фигуре взяты из работ: 1 — данная работа, 2 — работа [1], 3–6 из работ [4–7]. $L_H=x/d_0$ — длина начального участка струи.

Обращает на себя внимание большой разброс экспериментальных точек. Это объясняется тем, что течение на начальном участке струи зависит от большого числа параметров: относительной толщины пограничного слоя δ^{**}/R_0 и его состояния, от начального уровня турбулентности e , чисел M и Re , от начальной величины турбулентной вязкости $\nu_t = \sqrt{\langle u_i u_i \rangle} / 2 L_t$ (L_t — интегральный масштаб турбулентности). Все экспериментальные данные лежат между двумя предельными случаями.

Первый случай (сплошная кривая на фиг. 5) соответствует струям с относительно тонкими турбулентными пограничными слоями ($\delta^{**}/R_0 <$



Фиг. 5



Фиг. 6

$<0,05$), большими числами Re ($Re > 10^4$) и относительно малым начальным уровнем турбулентности ($e < 0,01$). Ко второму предельному случаю (штриховая линия на фиг. 5) относятся струи с ламинарными пограничными слоями, относительно малыми числами Re ($Re < 10^4$). Этот режим истечения сопровождается обычно интенсивным образованием крупных вихрей, значительно ускоряющих смешение, что приводит к уменьшению длины начального участка. Результаты данной работы ближе к первому предельному случаю, к которому относятся также натурные струи с большими числами Рейнольдса.

В данной работе проведены измерения уровней пульсаций давления на начальном участке струй воздуха, гелия и фреона, корреляций пульсаций давления с продольной и радиальной компонентами скорости ($\langle p'u' \rangle$ и $\langle p'v' \rangle$), а также спектров пульсаций давления в ядре струи. Истечение струй происходило из сопел диаметром 75 или 40 мм. Начальный уровень турбулентности e составлял 4; 1 и 0,2%.

Распределения уровней пульсаций давления поперек слоя смешения струй воздуха и гелия в зависимости от автомодельной переменной $\eta = (r - r_0)/x$ (r_0 — радиус сопла) показаны на фиг. 6. По оси ординат отложена величина $a = \sqrt{\langle p'^2 \rangle} / (1/2 \rho_0 V_0^2)$. Точки на фигуре соответствуют: 1 — воздух, $x_0 = 3$, $d_0 = 75$ мм, $e = 0,04$; 2 — $x_0 = 2$, $e = 0,01$; 3 — гелий, $x_0 = 2$, $d_0 = 40$ мм, $e = 0,002$; 4 — данные работы [11].

Уменьшение начального уровня турбулентности e в начальном сечении струи от 4 до 1% приводит к увеличению уровня пульсаций давления в центре слоя смешения воздушной струи примерно на 30%. Уровень пульсаций давления в слое смешения гелиевой струи близок к уровню пульсаций давления в воздушной струе при $e = 1\%$.

Осевое распределение пульсаций давления имеет максимум при $x_0 = 3-3,5$. Примерно на таком удалении от сопла наблюдается абсолютный максимум пульсаций скорости в слое смешения [12]. Однако результат

данной работы расходится с результатом работы [12], где максимум пульсаций давления на оси приходится на $x_0=7$.

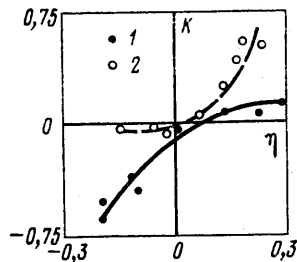
Большой разброс экспериментальных данных свидетельствует о большей чувствительности пульсаций давления (по сравнению с пульсациями скорости) к начальным условиям истечения, в частности к начальному уровню турбулентности.

Корреляции пульсаций давления с компонентами скорости $\langle p'u' \rangle$ и $\langle p'v' \rangle$ определяют перенос энергии турбулентности, обусловленный пульсациями давления, и позволяют судить о природе этих пульсаций. При измерении величин $\langle p'u' \rangle$ и $\langle p'v' \rangle$ использовался термоанемометрический датчик 55 А 32 (ДИСА) с двумя наклонными нитями, который располагался рядом с чувствительным элементом микрофона. Размер чувствительного элемента датчика 1,5 мм, расстояние между микрофоном и датчиком около 0,5 мм. Таким образом, локальность измерения $\langle p'u' \rangle$ получается около 4 мм. Для получения мгновенных значений произведений $(p'u')$ использовался аналоговый процессор турбулентности 52 В 25 (ДИСА). На осциллограмме, записанной при прохождении датчика в поперечном сечении струи, видно, что величина $(p'u')$ знакопостоянна (отрицательна) в ядре струи, пульсации этой величины в ядре не велики. В слое смешения $(p'u')$ пульсирует с большой амплитудой, принимая положительные и отрицательные значения. Такое поведение $(p'u')$ в слое смешения приводит к необходимости значительного увеличения времени осреднения (до 20–30 с) при измерении корреляций $\langle p'u' \rangle$ и $\langle p'v' \rangle$. При измерении в ядре струи достаточно времени осреднения 3 с.

Результаты измерения коэффициентов корреляции $K_{pu} = \langle p'u' \rangle / (\langle p'^2 \rangle \langle u'^2 \rangle)^{1/2}$ и $K_{pv} = \langle p'v' \rangle / (\langle p'^2 \rangle \langle v'^2 \rangle)^{1/2}$ в слое смешения воздушной струи приведены на фиг. 7. Коэффициент корреляции K_{pu} в ядре струи отрицателен. Это свидетельствует о том, что пульсации давления в ядре струи носят расходный, а не акустический характер. Крупные вихри, образующиеся в слое смешения, как бы пережимают сечение ядра струи, что вызывает повышение скорости (положительная пульсация) и уменьшение давления (отрицательная пульсация) и наоборот. При этом поток энергии, обусловленный пульсациями давления, направлен против скорости потока. На краю струи коэффициент K_{pu} положителен и весьма мал. Знакопеременность мгновенных значений $(p'u')$ свидетельствует о сложном механизме генерации пульсаций давления в слое смешения струи.

Поперечный поток энергии, определяемый коэффициентом K_{pv} , близок к нулю в ядре струи и положителен на краю струи. Отсюда следует, что на краю энергии излучается из струи, причем вектор потока энергии $\langle p'u' \rangle$ составляет с осью струи угол около 80° .

Другой важной характеристикой пульсаций давления является частотный спектр. Измерение этой характеристики проводилось с целью выявления дискретных составляющих в спектре, соответствующих так называемым когерентным структурам. Спектр пульсаций давления в воздушной струе ($V_0=40$ м/с) получен на реализации длиной $N=16 \times 1024$ чисел с частотой дискретизации $f_c=10$ кГц, что соответствует ширине полосы пропускания фильтра $\Delta f=50$ Гц. Ошибка измерения, вычисляемая по формуле $\epsilon = \sqrt{f_c / (\Delta f N)}$ [13], равна в этом случае примерно 0,1. Для струй фреона ($U_0=9,2$ м/с) и гелия были выбраны $f_c=3$ кГц, $N=32 \times 1024$ и 8×1024 , это соответствует $\Delta f=15$ Гц, $\epsilon=0,08$ и 0,16.



Фиг. 7

Измерение спектров проводилось на сопле диаметром 40 мм при малом начальном уровне турбулентности ($\epsilon=0,002$).

Во всех спектрах заметна выделенная частота f_0 . В воздушной струе пик спектральной плотности приходится на частоту 650 Гц. Число Струхала $Sh=f_0 d_0/V_0$ для воздушной струи равно 0,65. В струе фреона $f_0=130$ Гц и $Sh=0,56$. В гелиевой струе обнаружено два характерных режима истечения. При скоростях истечения, больших примерно 100 м/с, спектр является практически дискретным. Вся энергия сосредоточена на одной частоте — 1000 Гц ($Sh=0,25$). При уменьшении скорости спектр становится более широким, число Струхала для этого режима равно 0,3.

Таким образом, числа Струхала для струй воздуха и фреона оказались близкими между собой (0,65 и 0,56 соответственно). В гелиевой струе получилось примерно вдвое меньшее значение Sh . В [14] с помощью скоростной киносъемки была измерена фазовая скорость c_r «сноса» вихрей в гелиевой струе. В отличие от воздушной струи, где $c_r/V_0 \approx 0,5-0,6$, в гелиевой струе получилось $c_r/V_0=0,25$, что качественно согласуется с полученными значениями Sh .

Наличие в спектре пульсаций давления выделенных частот свидетельствует о существовании в струях с малым начальным уровнем турбулентности и тонкими пограничными слоями вторичной неустойчивости слоя смешения. Эта неустойчивость может быть описана в невязкой постановке методами Рейля [15, 16]. Расчеты показывают, что профиль скорости в турбулентной струе примерно на половине длины начального участка (для воздушной струи при $x_0=3$), где периодические пульсации давления на оси максимальны, состоящий из слоя смешения толщиной b и ядра толщиной L ($b \approx 0,5L$), неустойчив. В нем нарастают продольные колебания. Характерным частотам этих колебаний соответствуют числа Струхала и фазовые скорости, близкие к полученным в эксперименте.

Увеличение начального уровня турбулентности может оказать стабилизирующее воздействие на течение, увеличивая эффективную вязкость и уменьшая эффективное число Рейнольдса.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Абрамович Г. Н., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н., Смирнов И. П.* Турбулентное смешение газовых струй. М.: Наука, 1974.
2. *Гиневский А. С.* Теория турбулентных струй и следов. М.: Машиностроение, 1969.
3. *Абрамович Г. Н.* Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960.
4. *Голубев В. А., Клишкин В. Ф.* Исследование турбулентных затопленных струй газа различной плотности.— Инж.-физ. ж., 1978, т. 34, № 3.
5. *Кукес В. И., Ярин Л. П.* К расчету турбулентных неизотермических струй.— Инж.-физ. ж., 1976, т. 30, № 4.
6. *Ebrahimi, I. Kleine R.* Konzentrationsfelder in isothermen Luft-Freistralen.— Forsch. Ingenieur w. 1977, Bd 43, Nr 1.
7. *Kataoka K., Takami T.* Experimental study of eddy diffusion model for heated turbulent free jets.— AIChE Journal, 1977, v. 23, No. 6.
8. *Брэдишоу П.* Введение в турбулентность и ее измерение. М.: Мир, 1974.
9. *Way J., Libby P. A.* Hot-wire probes for measuring velocity and concentration in helium-air mixtures.— AIAA Journal, 1970, v. 8, No. 5.
10. *Wallace J. M., Brodkey R. S., Eckelmann H.* Pattern-recognized structures in turbulent shear flows.— J. Fluid Mech., 1977, v. 83, pt 4.
11. *Jones B. G., Adrian R. J., Nithianandan C. K., Planchon H. P.* Spectra of turbulent static pressure fluctuations in jet mixing layers.— AIAA Journal, 1979, v. 17, No. 5.
12. *Michalke A., Fuchs H. V.* On turbulence and noise of an axisymmetric shear flow.— J. Fluid Mech., 1975, v. 70, pt 1.
13. *Бендат Дж., Пирсол А.* Измерение и анализ случайных процессов. М., Мир, 1974.
14. *Секундов А. Н., Яковлевский О. В.* Некоторые вопросы перехода канального течения в струйное.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 3.
15. *Michalke A., Schade H.* Zur Stabilität von freien Grenzschichten.— Ingenieur-Archiv, 1963, V. 33, H. 1.
16. *Дорошенко В. Е., Фурлетов В. И.* О воздействии звука на турбулентное пламя.— Физика горения и взрыва, 1969, № 1.

Москва

Поступила в редакцию
19.III.1980