

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ В КАНАЛАХ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ

В. Л. ЗИМОНТ

(Москва)

Экспериментально исследовалась турбулентная диффузия, имеющая место в практически одномерных дозвуковых и сверхзвуковых течениях в сопле Виташинского и в конической расширяющейся части сопла Лавалья. Полученные данные сопоставляются с расчетами согласно имеющимся теоретическим результатам.

Теоретический расчет поведения характеристик турбулентности при течении в каналах переменного сечения возможен в случае постоянных в каждом сечении газодинамических параметров. В этом случае изменение турбулентных характеристик вызывается деформацией потока.

Решение задачи для пульсационной скорости в случае быстрой деформации для несжимаемой жидкости было дано Бэтчелором [1], а для сжимаемой жидкости — В. А. Фростом [2], воспользовавшимся тем же методом. Влиянием различных воздействий на характеристики однородной турбулентности занимался В. М. Иевлев [3]. Им, в частности, рассматривалось изменение масштаба турбулентности при быстрой осесимметричной деформации, что позволило получить, полагая лагранжевы масштаб турбулентности пропорциональным эйлерову, выражение для изменения продольного и поперечного коэффициентов турбулентной диффузии. Поведение коэффициента турбулентной диффузии в поперечном направлении, определяющего смешение в канале, подчиняется соотношению

$$\frac{D_T}{D_{T0}} = \frac{\sqrt{\langle v'^2 \rangle} l}{\sqrt{\langle v_0'^2 \rangle} l_0} = \sqrt{C} \left[ \frac{3C}{4} + \frac{3}{4C^2} \left( \frac{1}{2\alpha^2} - \frac{1-\alpha^2}{4\alpha^3} \ln \frac{1+\alpha}{1-\alpha} \right) \right]^{-1/2} \quad (0.1)$$

$$\alpha^2 = 1 - \frac{1}{C^3}, \quad C = \frac{u(x)}{u_0} \left( \frac{\rho(x)}{\rho_0} \right)^{1/3}$$

где  $\sqrt{\langle v'^2 \rangle}$  — среднеквадратичная пульсация скорости в поперечном направлении,  $l$  — поперечный лагранжевы масштаб турбулентности,  $\rho$  — плотность,  $u$  — продольная средняя скорость. Индексом нуля обозначены параметры в начальном сечении канала, в котором турбулентность предполагается изотропной.

По оценкам [1] предположения быстрой деформации, при которых инерционными и вязкими членами в уравнении движения пренебрегается, для реальных течений не являются справедливыми, поэтому В. М. Иевлевым был рассмотрен также случай медленной деформации, при которой успевает устанавливаться изотропия турбулентности. При анализе им использовался известный метод Фридмана — Келлера, позволяющий получить уравнение относительно двухточечного момента скорости. Вид нелинейных инерционных и вязких членов выражался из соображений размерности через масштаб турбулентности и пульсационную скорость. Коэффициенты пропорциональности выбирались из условия, чтобы при отсутствии деформации рассчитанное затухание пульсационной скорости правильно описывало результаты экспериментов за решетками, а коэффициент турбулентной диффузии в соответствии с опытами был при этом постоянным. Были получены соотношения для пульсационной скорости и коэффициента диффузии, причем оказалось, что при медленной деформации коэффициент турбулентной диффузии не меняется.

В данной работе исследование проводилось диффузионным методом, состоящим в том, что турбулентные характеристики находятся путем изучения смешения струйки иного состава или температуры, чем исследуемый поток. Этот метод для исследования в цилиндрических каналах применялся А. Г. Прудниковым, изучавшим турбулентные параметры установившихся потоков в длинных трубах и диффузионные характеристики течений за решетками [4].

При проведении работы в отличие от [4] не было необходимости применять малый источник, оказывающий незначительное влияние на турбулентность набегающего потока, так как начальный уровень турбулентности не является существенным (с точностью до возможного влияния на результаты анизотропии исходной турбулентности, которая может иметь место при использовании источников, вносящих возмущение в поток).

**1. Экспериментальная установка.** Эксперименты проводились на установке, показанной на фиг. 1, где стрелками указана подача воздуха. Замерялись профили температуры при смешении относительно слабоподогретой струи в спутном потоке той же скорости.

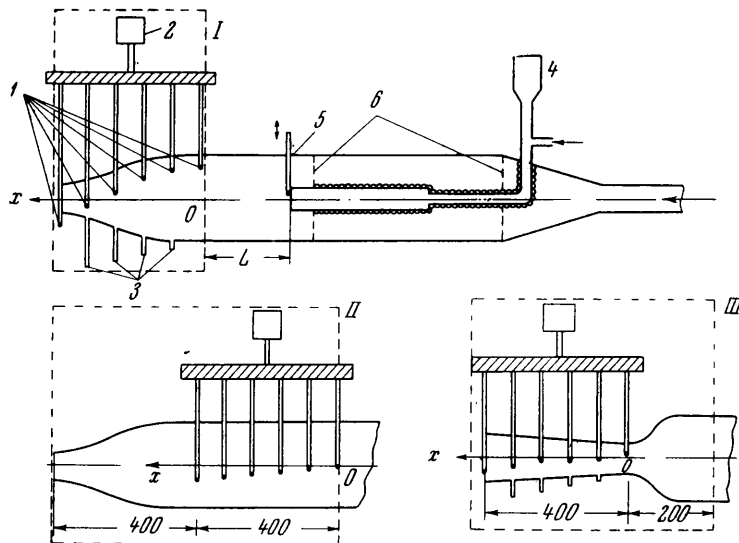
Исследование диффузионных характеристик потока при течении в сужающемся сопле проводилось на рабочей части *I*. Использовалось сопло Виташинского длиной

400 мм с входным и выходным диаметрами 200 и 85 мм, расстояние между соплом и началом струи  $L = 250$  мм. Избыточное над атмосферным давление в цилиндрическом канале менялось в опытах в интервале 0.3—1.2 бар, что обеспечивало числа  $M$  на срезе в интервале 0.63—1.0.

Замеры диффузионных параметров исходного течения при тех же давлениях в цилиндрической камере проводились на рабочей части II ( $L = 250$  мм).

Расширяющаяся часть сопла рабочей части III представляла собой конус с входными и выходными сечениями 85.3 и 90.0 мм, обеспечивающий при избыточном давлении 2 бара сверхзвуковой режим с  $M = 1.0$ —1.4, а при избыточном давлении 0.3 бара — дозвуковой режим с  $M = 0.79$ —0.63. Сужающаяся часть длиной 200 мм была спроектирована по Виташинскому. В этих опытах  $L = 150$  мм.

Замеры температур производились в шести сечениях дифференциальными хромель-копелевыми термопарами, подвижные спаи которых 1 одновременно перемещались с шагом 5 мм электрокоординатником 2, а неподвижные (не показанные на



Фиг. 1

схеме) — укреплялись в исследуемых сечениях на расстоянии 3—4 мм от стенки сопла. Относительное положение подвижных термопар показано на фиг. 1, причем при движении координатника вверх термопары могли выходить из сопла. В исходном нижнем положении при замерах в сопле нижние концы термопар входили в специальные заглушенные снаружи трубки 3.

Подогретая струя, температура которой регулировалась путем изменения соотношения расходов воздуха и продуктов сгорания бензина в форкамере 4, подавалась соосно в поток холодного воздуха из цилиндрической трубки диаметром 50 мм, теплоизолированной асбестовым шнуром. Температура струи замерялась подвижной термопарой 5. Холодный спутный воздух подавался через кран-регулятор из системы баллонов высокого давления. Выравнивающие решетки 6, установленные в спутном потоке, имели отверстия диаметром 6 мм с расстоянием между центрами 9 мм.

Перегрев струи по сравнению со спутным потоком в опытах в сужающемся сопле производился до  $\sim 250^\circ$  при комнатной температуре спутного воздуха, что давало максимальный перегрев на входе в сопло  $\sim 150^\circ$ . При одинаковом перепаде давления струйки тока с повышенной температурой приобретают большую скорость, поэтому возникает неравномерное распределение скоростей; однако отличие между максимальной и минимальной скоростями в сечениях сопла в этом случае будет не более 10—12% (на срезе сопла — 7%). По данным [4], при замерах турбулентности в трубах такая искусственно вызываемая неравномерность скорости, получающаяся при неодинаковых скоростях струйки и спутного потока, практически не приводит к дополнительной турбулизации потока в зоне смешения. Проводились отдельные опыты по замерам смешения в соплах при перегреве в два раза меньше, что дало практически такие же результаты. Отличие в скоростях при течении в расширяющейся части сопла было еще меньше (в этих опытах при перегреве струи  $\sim 160^\circ$  перегрев в горле сопла был  $\sim 50^\circ$ ).

2. Связь между профилями концентрации и диффузионными параметрами. Впервые Тейлором [5] было получено соотношение для переноса в поле однородной и изотропной турбулентности

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} \sigma^2 \right) = \int_0^t \langle u'(0) u'(\tau) \rangle d\tau \quad (2.1)$$

$$\sigma^2 = \langle y \rangle^2$$

Здесь  $\sigma$  — среднеквадратичное перемещение (дисперсия) частицы в некотором направлении за время  $t$  под действием турбулентных пульсаций скорости,  $u'$  — пульсационная составляющая скорости в направлении перемещения частицы. В предельном случае больших времен диффузии

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} \sigma^2 \right) = \int_0^{\infty} \langle u'(0) u'(\tau) \rangle d\tau = \langle u'^2 \rangle \int_0^{\infty} R(\tau) d\tau = \sqrt{\langle u'^2 \rangle} l = D_T \quad (2.2)$$

Здесь  $R(t)$  — лагранжева корреляционная функция скорости,  $l$  — лагранжев масштаб турбулентности,  $D_T$  — коэффициент турбулентной диффузии (по определению).

Рассмотрим диффузию в потоке от непрерывного точечного источника, расположенного на оси канала переменного сечения. Рассмотрим случай одномерного течения с постоянными в каждом сечении канала турбулентными параметрами, плотностью и продольной составляющей скорости. Будем считать распределение средней относительной концентрации вещества источника подчиняющейся уравнению

$$\frac{\partial(\rho c u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho c v r) = D(x) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \rho c}{\partial r} \right) \quad (2.3)$$

Здесь  $u(x)$  — осредненная продольная скорость,  $v(x, r)$  — осредненная поперечная скорость,  $\rho(x)$  — плотность,  $D(x)$  — коэффициент диффузии в поперечном направлении, значение которого будет рассмотрено ниже.

Если течение в канале обладает тем свойством, что относительное положение любой осредненной линии тока  $r/r_c$  не меняется при течении вдоль канала, то поперечная скорость связана с продольной соотношением

$$v = u \frac{r}{r_c} \frac{dr_c}{dx} \quad (2.4)$$

где  $r_c(x)$  — радиус канала в текущем сечении.

Рассмотрим такие сечения канала, в которых вещество источника еще практически не достигает стенок (его концентрация у стенок пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией на оси). Средний квадрат перемещения в некотором фиксированном направлении, перпендикулярном к оси канала, по определению, равен

$$\sigma^2 = \frac{1}{2} \langle r^2 \rangle = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} c(r) r^2 2\pi r dr \cdot \left( \int_0^{\infty} c(r) 2\pi r dr \right)^{-1} \quad (2.5)$$

$$\langle r^2 \rangle = \sigma_y^2 + \sigma_z^2$$

Кроме этого, в силу постоянства потока вещества источника

$$u \rho \int_0^{\infty} c(r) 2\pi r dr = \text{const} \quad (2.6)$$

Подставим в уравнение диффузии (2.3) выражение для поперечной скорости (2.4), умножим обе части уравнения на  $r^2$  и проинтегрируем его по площади. Используя соотношения (2.5) и (2.6), получим закон изменения дисперсии в канале

$$\frac{d\sigma^2}{dx} - \frac{2}{r_c} \frac{dr_c}{dx} \sigma^2 = 2 \frac{D}{u} \quad (2.7)$$

Если принять  $r_c = \text{const}$  (в этом случае  $v = 0$ ), из (2.7) следует обычное соотношение для диффузии [5]:

$$\frac{1}{2} \frac{d\sigma^2}{dx} = \frac{D}{u} \quad \text{или} \quad \frac{1}{2} \frac{d\sigma^2}{dt} = D \quad (2.8)$$

Из сравнения (2.8) с (2.1) следует, что величина коэффициента  $D$ , которую необходимо подставить в уравнение переноса (2.3), даже в случае однородной и изотропной турбулентности меняется в соответствии с уравнением Тейлора (2.1), и совпадает с коэффициентом турбулентной диффузии, определяемой выражением (2.2) лишь в предельном случае больших расстояний от источника. При течении в сопле будем считать, что коэффициент  $D(x)$  совпадает в каждом сечении с выражением поперечного коэффициента турбулентной диффузии, определяемом аналогично (2.2) через поперечную пульсационную составляющую скорости и поперечный лагранжев масштаб турбулентности.

Из (2.7) следует, что в каналах переменного сечения квадрат дисперсии  $\sigma_c^2$  меняется не только из-за наличия диффузии, но и в силу изменения площади сечения, причем в гипотетическом случае  $D_T = 0$  справедливо  $\sigma_c^2 / r_c^2 = \text{const}$ , или комплекс

$$\frac{r_{c0}^2}{r_c^2} \sigma_c^2 = \sigma_{c0}^2 = \Sigma_{c0}^2 = \text{const} \quad (2.9)$$

где индексом нуль обозначены параметры в некотором сечении этого участка. В случае  $D_T \neq 0$  величина

$$\Sigma_c^2 = \frac{r_{c0}^2}{r_c^2} \sigma_c^2$$

меняется вдоль канала, причем из (2.7) следует закон изменения этого параметра:

$$\frac{d\Sigma_c^2}{dx} = 2 \frac{r_{c0}^2}{r_c^2} \frac{D_T}{u} \quad (2.10)$$

Для описания турбулентного перемешивания в канале удобно ввести другой параметр

$$\Sigma^2(x) = \Sigma_c^2(x) - \Sigma_{c0}^2 = \frac{r_{c0}^2}{r_c^2(x)} \sigma_c^2(x) - \sigma_{c0}^2 \quad (2.11)$$

где в качестве сечения, обозначенного индексом нуль, выбирается входное сечение исследуемого участка. В этом случае также

$$\frac{d\Sigma^2}{dx} = 2 \frac{r_{c0}^2}{r_c^2} \frac{D_T}{u} \quad (2.12)$$

Параметр  $\Sigma^2$  не зависит от величины дисперсии на входе в исследуемый участок канала и определяет диффузионные свойства потока. В случае отсутствия перемешивания  $\Sigma^2(x) \equiv 0$ .

Отметим, что при диффузии от точечного источника, подчиняющейся уравнению (2.3), распределение концентрации в каждом сечении описывается кривой Гаусса. Это можно проверить непосредственно, используя (2.4), (2.7), условие неразрывности и постоянство мощности источника. Поэтому в этом случае экспериментальное определение величины дисперсии в каждом сечении возможно по характерной ширине профиля (обычно по ширине профиля на том уровне, где концентрация в два раза меньше концентрации на оси, максимальной в сечении).

При анализе результатов рассматриваемых опытов источник не может рассматриваться как точечный. В этом случае при диффузии от круглого соосного источника, подчиняющейся уравнению (2.3), распределение концентрации в любом сечении имеет вид (при отсутствии влияния стенок)

$$\frac{c(x, r)}{c_0} = P\left(\frac{a(x)}{\sigma(x)}, \frac{r}{\sigma(x)}\right) = \frac{1}{\sigma^2} \exp \frac{-r^2}{2\sigma^2} \int_0^{a(x)} \exp \frac{-\rho^2}{2\sigma^2} I_0\left(\frac{r\rho}{\sigma^2}\right) \rho d\rho \quad (2.13)$$

$$a(x) = a_0 \frac{r_c(x)}{r_0}$$

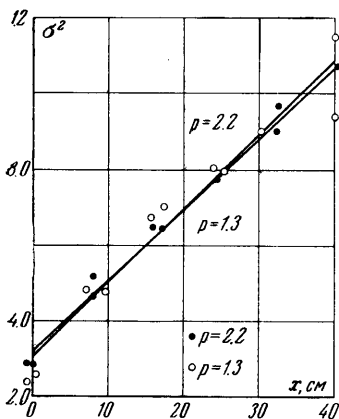
Здесь  $c_0$  — концентрация примеси источника,  $a_0$  и  $r_0$  начальный радиус источника и канала в сечении подачи газа.

Проще всего это можно показать следующим образом. В безразмерных параметрах  $r^* = r/r_c$ ,  $\sigma^* = \sigma/r_c$ , уравнение (2.3) после использования (2.4), (2.7) и условия неразрывности приобретает обычную форму уравнения диффузии в осесимметричном случае

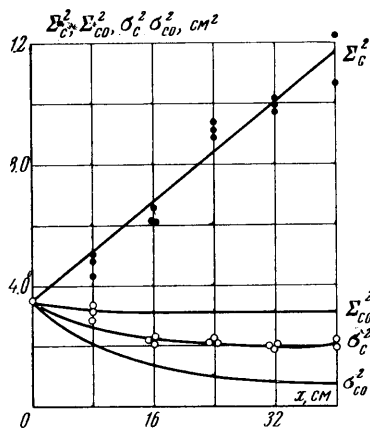
$$\frac{\partial c}{\partial x} = \frac{1}{2} \frac{d\sigma^{*2}}{dx} \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left( r^* \frac{\partial c}{\partial r^*} \right) \quad (2.14)$$

Решением этого уравнения будет [6] функция вида  $P(a_0^* / \sigma^*, r^* / \sigma^*)$ , где  $a_0^* = a_0 / r_c$ , или вида  $P(a(x) / \sigma(x), r / \sigma(x))$ <sup>1</sup>.

Полученные результаты можно наглядно представить, если рассматривать каналы с образующей в ступенчатом виде. Диффузия имеет место в цилиндрических участках, поэтому профили описываются  $P$ -функцией, аффинное сжатие или расширение в сечениях, в которых происходит переход от одного цилиндрического участка к другому, не меняет функциональный вид профиля. Исходя из этого, можно непосредственно получить связь между дисперсией и коэффициентом диффузии, которая в предельном случае бесконечно малых ступенек принимает вид (2.7).



Фиг. 2



Фиг. 3

Для нахождения величины дисперсии по профилю, описываемому  $P$ -функцией, уже недостаточно знать ширину профиля. В предлагаемой работе поступали следующим образом. Из выражения (2.13) непосредственно следует, что

$$\frac{c(x, 0)}{c_0} = 1 - \exp \frac{-a(x)}{2\sigma(x)} \tag{2.15}$$

Это позволяет по экспериментальному значению  $c(x, 0)$  найти  $a(x) / \sigma(x)$ . Определить отдельно  $\sigma(x)$  можно по ширине профиля  $b$  на уровне половинной от максимальной концентрации. Для этого необходимо воспользоваться зависимостью  $b / \sigma$  от  $a / \sigma$ . Она может быть получена по данным [7], в которой  $P$ -функция затабулирована.

**3. Результаты экспериментов и их анализ.** Распределение квадрата дисперсии  $\sigma^2$ ,  $cm^2$  вдоль цилиндрической камеры  $x$ ,  $cm$ , полученное путем обработки профилей температуры (рабочая часть II) при абсолютном давлении 1.3 и 2.2 бар приведены на фиг. 2. Аппроксимирующие прямые, проведенные методом наименьших квадратов, имеют практически одинаковый наклон и соответствуют величине  $D_T / ud = 0.006 (D_T / u = 0.12 cm)$ . По сравнению со случаем установившейся трубной турбулентности ( $D_T / ud = 0.0009$  при  $Re > 40^5$ ) [4] уровень интенсивности диффузии в приводимых опытах в несколько раз выше, что связано, помимо большего загромождения потока (кронштейны, решетки), и с тем, что замеры выполнялись на близких расстояниях от начала струи, на которых имеет место дополнительная турбулизация из-за пограничного слоя, нарастающего на центральной трубке ( $d$  — диаметр камеры).

При анализе результатов опытов в соплах параметром, совпадающим с концентрацией, принималась избыточная температура торможения, отнесенная к начальному перегреву струи. В частности, при отсутствии обмена вместе с концентрацией сохраняется именно температура торможения.

На фиг. 3 в качестве примера приведены результаты замеров дисперсии в сужающемся сопле при числе  $M$  на срезе 0.87. На графике приведены непосредственно замеренные  $\sigma_c^2$  и приведенные к размерам цилиндрической камеры значения квадрата дисперсии  $\Sigma_c^2$ , а также соответствующие случаю отсутствия диффузии  $\sigma_{c0}^2$  и  $\Sigma_{c0}^2$ . Последние были рассчитаны с использованием условия сохранения избыточного теплосодержания и при используемом в опытах подогреве струи практически совпа-

<sup>1</sup> В случае необходимости учета влияния стенок при решении (2.14) следует использовать соответствующие граничные условия.

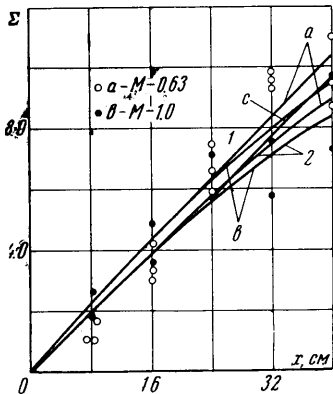
дают со случаем изотермического течения. (При строгой изотермичности в соответствии с (2.9)  $\Sigma_{co}^2(x) = \text{const.}$ ) Как следует из графика, несмотря на наличие смешения абсолютная величина квадрата дисперсии, замеренная вдоль сопла, уменьшается.

На фиг. 4 приведено распределение по  $x$ , см значений  $\Sigma^2$ ,  $\text{см}^2$  полученных по формуле (2.11) при числах  $M$  на срезе 0.63 и 1.0 вместе с теоретическими кривыми ( $a$  для  $M = 0.63$  и  $b$  для  $M = 1.0$ ). Теоретический расчет осуществлялся путем графического интегрирования (2.12), в котором  $u(x)$  рассчитывалась по геометрии сопла, а  $D_T(x)$  — по формуле (0.1) для быстрой деформации (кривые 1) и  $D_T = \text{const}$  для медленной (кривые 2), используя результаты замеров в цилиндре (прямая  $c$ ).

Прежде чем анализировать эти данные, сопоставим процесс смешения в цилиндрическом канале и при переменной площади сечения. Из решения уравнения (2.14)

следует, что одинаковый ход  $\Sigma^2(x)$  означает, что процесс смешения вдоль канала в обоих случаях происходит с одинаковой интенсивностью, т. е. падение максимальной концентрации вдоль оси происходит одинаково, а профили концентрации в сечениях с одинаковыми значениями продольной координаты переходят один в другой аффинным преобразованием поперечной координаты.

Отсюда, используя (2.12), следует, что для несжимаемой жидкости ( $r_c u = \text{const}$ ) при постоянном коэффициенте диффузии интенсивность процесса смешения вдоль круглого канала не зависит от формы его образующей. В случае, например, сужения канала, хотя скорость возрастает, при этом, соответственно, уменьшается расстояние в сторону стенки, которое необходимо преодолеть объемам струи для получения той же степени смешения. В случае сжимаемого газа при течении в сопле из-за падения плотности скорость увеличивается быстрее уменьшения площади, что приводит при постоянном коэффициенте диффузии к уменьшению перемешивания.



Фиг. 4

Сопоставляя изображенные на фиг. 4 приведенные дисперсии  $\Sigma^2$ , полученные в цилиндре, с теоретическими расчетами для сужающегося сопла, видно, что на режиме  $M = 0.63$  при медленной деформации ( $D_T = \text{const}$ ) эффект сжимаемости, приводящий к замедлению смешения, мал и заметен лишь на последней четверти длины сопла. В предположении же быстрой деформации, приводящей к увеличению поперечного коэффициента диффузии (к срезу сопла на 15%), смешение в сопле происходит интенсивнее, чем в цилиндре. При критическом перепаде давления эффект сжимаемости проявляется сильнее, и в случае быстрой деформации, несмотря на увеличение коэффициента диффузии, смешение практически такое же, как в цилиндре, для случая же медленной деформации — медленнее.

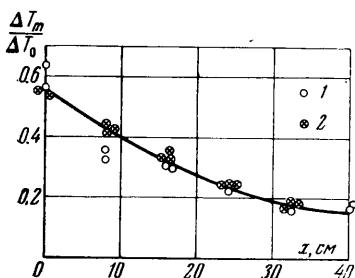
В экспериментах также наблюдается тенденция к уменьшению смешения с увеличением перепада давления (если аппроксимировать экспериментальные  $\Sigma^2$  прямыми, то на срезу сопла ( $x = 40$  см)  $\Sigma^2 = 10.7$   $\text{см}^2$  при  $M = 0.63$  и  $\Sigma^2 = 9.0$   $\text{см}^2$  при  $M = 1$ ). Однако расхождение из-за эффекта сжимаемости при изменении перепада давления невелико. Также невелика разница между случаем быстрой и медленной деформации, поэтому эксперименты в сужающемся сопле не позволяют определить, к какому механизму деформации ближе реальный процесс.

Как следует из фиг. 4, с экспериментальной точностью процесс смешения в сужающемся сопле и цилиндре протекает одинаково. Это подтверждается также и тем, что кривые падения максимальной в сечении избыточной температуры торможения  $\Delta T_m$ , отнесенные к начальной избыточной температуре струи  $\Delta T_0$ , вдоль сопла и цилиндра не расслаиваются. На фиг. 5 приведены для примера эти данные при  $M = 0.63$ . (Температуры торможения находились путем корректирования показаний термопар с учетом коэффициентов восстановления, найденных экспериментально. Систематическое отклонение температуры при  $x = 8$  см связано с обнаруженным после проведения опытов дефектом термопары.)

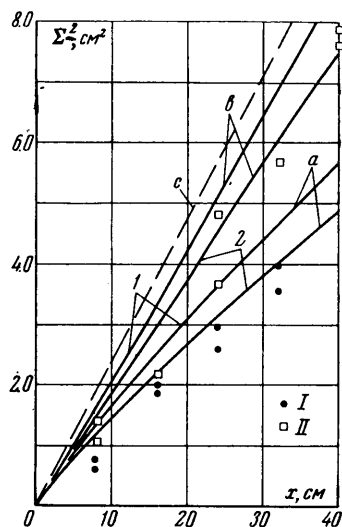
Результаты экспериментов и расчетов в расширяющейся части сопла приведены на фиг. 6, где: 1 — расчет по быстрой деформации; 2 — расчет по медленной деформации; 1,  $a$  — сверхзвуковое течение; 11,  $b$  — дозвуковое течение;  $c$  — эксперимент в цилиндре. Дисперсия пересчитывалась к размерам цилиндрической камеры, при этом постоянная вдоль конуса  $\Sigma_{co}^2$  находилась по пересечению прямых, аппроксимирующих постоянные значения  $\Sigma_{co}^2$  с осью  $x = 0$ . Как следует из графика, смешение в конусе происходит медленнее, чем в цилиндре, особенно для сверхзвукового течения. Разница между быстрой и медленной деформациями в этом случае больше (за счет предварительного изменения коэффициента диффузии при быстрой деформации в сужающемся участке), и как следует из графика, экспериментальные точки

располагаются ближе к кривым, рассчитанным в предположении медленной деформации.

Полученные результаты являются справедливыми при достаточно высоком уровне исходной турбулентности. Проводившиеся в сужающемся сопле и цилиндре аналогичные опыты при заглушенной турбулентности, достигавшейся за счет постановки перед входом в исследуемый отсек хонейкомба, изготовленного из гофрированной металлической полосы шириной 40 мм и разбивающего весь поток на отдельные струйки диаметром 2,5 мм, показали, что в этом случае в сопле имеет место небольшая турбулизация потока. Так, при давлении, обеспечивающем на срезе  $M = 0.87$  при  $x = 40$  см в сопле  $\Sigma^2 \approx 2$  см<sup>2</sup>, в то время как в цилиндрическом отсеке  $\Sigma^2 \approx 0.3$  см<sup>2</sup>. Падение осевой температуры в сопле в этом случае также происходит более интенсивно, чем в цилиндре. Эта турбулизация, неощутимая при значительном уровне турбулентной диффузии, по-видимому, могла вызываться, помимо неболь-



Фиг. 5



Фиг. 6

шого сдвига продольных скоростей из-за неизотермичности (перегрев на входе в сопло  $\sim 60^\circ$ ), отклонением реального течения от одномерного.

Интенсификация процесса смешения в сужающемся сопле по сравнению с цилиндром, вызываемая сдвигом продольной скорости, наблюдалась также в опытах, в которых перегрев струи был в несколько раз больше, чем в приводимых экспериментах.

Автор выражает благодарность А. Г. Прудникову и В. Н. Сагаловичу за ценные советы при проведении работы.

Поступило 1 XII 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бэтчелор Дж. К. Теория однородной турбулентности. Изд-во иностр. лит., 1955
2. Фрост В. А. Однородная быстрая деформация турбулентности в газе. Докл. АН СССР, 1960, т. 133, № 4.
3. Иевлев В. М. Теоретическое исследование влияния магнитного поля на турбулентность потока электропроводной жидкости. Симпозиум по проблемам турбулентных течений, тезисы докладов и сообщений. Киев, 1967.
4. Прудников А. Г. Диффузионный метод измерения интенсивности турбулентности и коэффициента диффузии турбулентного потока. Сб. статей «О турбулентном горении гомогенной смеси», Оборонгиз, 1956.
5. Френкль Ф. Н. Турбулентная диффузия: распределение средней концентрации в поле однородного турбулентного потока. Сб. статей «Проблемы механики», Изд-во иностр. лит., 1955.
6. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика, ч. II. гл. II, § 16, М., Физматгиз, 1963.
7. Joseph J. Masters Some Applications in Physics of the P. Function. J. Chem. Phys., 1955, vol. 23, No. 10.