

ные значения продольной и поперечной составляющих пульсационной скорости. Отсюда видно, что затухание осредненных и пульсационных характеристик струйного течения с нулевым избыточным импульсом происходит гораздо интенсивнее по сравнению со струей с положительным избыточным импульсом. Таким образом, установка кольца около сопла при истечении струи в спутный поток создает значительную начальную неравномерность и тем самым способствует интенсификации турбулентного обмена.

Профили скорости, интенсивности турбулентности трех компонент пульсационной скорости $\varepsilon_u = \sqrt{\langle u'^2 \rangle} / u$, $\varepsilon_v = \sqrt{\langle v'^2 \rangle} / u$, $\varepsilon_w = \sqrt{\langle w'^2 \rangle} / u$ и рейнольдсова напряжение сдвига $\langle u'v' \rangle / u_{\delta}^2$ представлены на фиг. 3 для двух поперечных сечений: $x^\circ = 8$ (левая часть) и $x^\circ = 14.4$ (правая часть) в функции безразмерной поперечной координаты y / δ_0 . Здесь 1 — $\varepsilon_u \cdot 10$, 2 — $\varepsilon_v \cdot 10$, 3 — $\varepsilon_w \cdot 10$, 4 — $80 \cdot \langle u'v' \rangle / u_{\delta}^2$, 5 — u / u_{δ} .

Таким образом, профили интенсивности турбулентности в рассматриваемом течении заметно отличаются от аналогичных профилей осесимметричной струи в спутном потоке [8]. Необходимо заметить, что рейнольдсово напряжение сдвига приблизительно равно нулю в точках минимума скорости, т. е. на стыке «струйной» и «следной» частей профиля скорости, причем для каждого из этих участков профили рейнольдсовых напряжений сдвига близки к соответствующим профилям для струи и следа.

Последнее обстоятельство свидетельствует, что параметры осредненного течения в следах гидродинамических движителей могут быть определены на базе известных полуэмпирических теорий турбулентности и приближенных интегральных расчетных методов.

Поступило 4 VIII 1966

ЛИТЕРАТУРА

- Биркгоф Г., Сарантонелло Э. Струи, следы и каверны. Изд. «Мир», 1964.
- Таунсенд А. А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. Изд. иностр. лит., 1959.
- Гиневский А. С., Илизарова Л. И., Шубин Ю. М. Исследование микроструктуры турбулентной струи в спутном потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 4.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНОГО УЧАСТКА ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ РАЗЛИЧНЫХ ГАЗОВ В СПУТНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Г. Н. АБРАМОВИЧ, О. В. ЯКОВЛЕВСКИЙ, И. П. СМИРНОВА, А. Н. СЕКУНДОВ,
С. Ю. КРАШЕНИННИКОВ

(Москва)

Излагаются результаты исследования газодинамических параметров и геометрических характеристик зоны смешения осесимметричных струй газов различной плотности (фреона-12, воздуха и гелия), распространяющихся в спутном потоке воздуха, в пределах начального участка ($0 \leq x / R \leq 3-30$). Приводятся экспериментальные данные о влиянии различия плотностей ($0.27 \leq n \leq 8.2$) и скоростей ($0 \leq m \leq 1.7$) газовой струи и спутного потока на процесс смешения.

1. Теория и практика струйных течений нуждаются в экспериментальном материале по смешению струй существенно различающейся плотности, который имеется в очень ограниченном количестве лишь для основного участка струи и совершенно отсутствует для ее начального участка. Настоящая работа посвящена изучению начального участка струи в спутном потоке существенно отличной плотности и должна в некоторой мере восполнить этот пробел.

Исследования проводились на специальной модели, позволявшей осуществлять осесимметричные коаксиальные потоки различных газов. Система трубопроводов и электроподогревателей обеспечивала подачу через внутренний и наружный контуры установки следующих газов: воздуха (молекулярный вес $\mu = 29$), фреона-12 ($\mu = 121$) и гелия ($\mu = 4$) с начальной температурой от 20 до 300° С. Модель состояла из внутреннего и внешнего сопел и цилиндрической камеры, где происходило смешение. Профилирование сопел (закон изменения площади проходного сечения) было выполнено по Витошинскому при степени поджатия 5. Внутренний диаметр внешнего сопла (и камеры смешения) составлял 150 мм, диаметр внутреннего сопла составлял 20 или 50 мм. Для выравнивания потоков перед соплами и в подводящих магистралях устанавливались специальные решетки с отношением площади проходного сечения к площади сечения трубопроводов 0.4. Интенсивность турбулентности на выходе из сопел, измеренная при помощи термоанемометра, не превышала 1—1.5 %. Термоанемометрические измерения, проведенные при смешении воздушных потоков примерно

одинаковой скорости (около 30 м/сек), показали, что профиль скорости на выходе из сопел близок к прямоугольному. Значения толщины вытеснения δ_1^* и δ_2^* соответственно по внутреннему и наружному контурам центрального сопла составляли для сопла диаметром 20 мм: $\delta_1^* = 0.325$ мм, $\delta_2^* = 1.06$ мм; для сопла диаметром 50 мм: $\delta_1^* = 0.5$ мм, $\delta_2^* = 0.75$ мм.

Основные опыты проводились при подаче воздуха через наружный контур; воздуха, фреона-12, гелия — через внутренний при диаметре выходного сечения внутреннего сопла 50 мм. Скорость центральной струи на выходе из сопла в большинстве опытов составляла от 10 до 50 м/сек. В опытах проводились измерения полей скоростного напора (при помощи трубок полного давления с фиксацией показаний на U-образных водяных манометрах), статического давления (на стенке рабочей камеры), полей температуры в потоке (при помощи хромель-копелевых термопар с диаметром спая 0.4 мм). Кроме того, осуществлялся отбор проб газа через трубы полного давления с одновременным их анализом и регистрацией показаний на специальном приборе-самописце. Расход газов в каждом контуре определялся при помощи стандартных мерных диафрагм.

2. По результатам измерений, проводившихся в опытах, определялись скоростной напор, температура и объемная концентрация газов. Методика измерений скоростного напора при помощи трубы Пито и температуры при помощи термопар общеизвестна. Оценки погрешностей этих измерений за счет пульсаций скорости, температуры и плотности (при этом использовались известные экспериментальные данные^[1]) показали, что в проведенных опытах ошибка при определении средней по времени продольной скорости, а также средней температуры не превышала 10% от измеряемой величины. Следует заметить, что указанная величина является максимальной и относится только к некоторым режимам течения. Результаты этих оценок для скоростного напора приведены в табл. 1, где

$$U_1 = \frac{\langle u'^2 \rangle}{\langle u^2 \rangle}, \quad U_2 = \frac{2\langle \rho' u' \rangle}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle}$$

$$U_3 = \frac{\langle \rho u^2 \rangle - \langle \rho \rangle \langle u' \rangle^2}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle^2}$$

Здесь скобками $\langle \rangle$ обозначены средние по времени значения рассматриваемых величин. Как видим, среднеквадратичная величина $\langle \rho u^2 \rangle$, определенная по измерениям

трубкой полного напора, заметно отличается от величины $\langle \rho \rangle \langle u \rangle^2$. Таким образом, предположение, что $\langle \rho u^2 \rangle = \langle \rho \rangle \langle u \rangle^2$, которое приходилось принимать при определении скорости по результатам первичных измерений, могло в некоторых случаях приводить к ошибке порядка 10%.

Измерение распределения концентрации в струях встречает определенные трудности, связанные с присутствием в струйном потоке негомогенной смеси газов. В опытах для измерения концентрации использовалось шесть датчиков и соответственно шесть отборников, что позволяло производить измерения одновременно в шести точках рассматриваемого сечения потока. Принцип работы датчиков основан на зависимости теплофизических свойств смеси (и, следовательно, характеристики теплообмена с нагретой нитью, включенной в мостиковую схему) от ее состава. Сигналы датчиков попадали на электронный прибор-самописец класса 0.5. В качестве отборников использовались насадки полного напора, скомпонованные в подвижную гребенку. Разрежение, создаваемое насосом, обеспечивало постоянную для каждого измерения скорость газовой смеси на входе в отборник, составлявшую 10–15 м/сек (при скорости потока в зоне смешения от 10 до 50 м/сек). Таким образом, отбор проб газовой смеси производился при постоянном объемном расходе.

Рассмотрим процесс отбора пробы из среды переменного состава. Обозначив индексами 1 и 2 компоненты смеси, индексом 0 — параметры потока в зоне смешения и индексом * — параметры газа в датчике, можно записать следующие соотношения:

$$V_0 = V_{10} + V_{20}, \quad \chi_{10} = V_{10} / V_0, \quad \chi_{20} = V_{20} / V_0$$

Здесь V — объем газа, втекающего в приемное отверстие насадка за единицу времени, χ — объемная концентрация рассматриваемой компоненты в смеси. Объем газа в датчике составляет

$$V_* = V_{10} (T_{1*} / T_{10}) + V_{20} (T_{2*} / T_{20})$$

где T — температура. Если температуры компонент до попадания в датчик успели выравняться ($T_{1*} = T_{2*}$), что практически всегда имело место в опытах, то объемная

Таблица 1

n	$m = 0$		$m = 0.5$		$m = 2.0$	
	0.27	8.2	0.27	8.2	0.27	8.2
U_1	0.11	0.46	0.01	0.01	0.02	0.01
U_2	0.10	-0.36	0.04	-0.05	0.04	0.04
U_3	0.21	0.1	0.05	-0.04	0.06	0.05

концентрация подчиняется соотношению:

$$\kappa_{1*} = \kappa_{10} / [\kappa_{10} + \kappa_{20} (T_{10} / T_{20})] \quad (2.1)$$

Эта формула показывает, что объемная концентрация, измеряемая прибором, равна объемной концентрации рассматриваемой компоненты в зоне смешения только в том случае, когда $T_{10} = T_{20}$ (т. е. когда смесь гомогенна или температура компонент одинакова). Ввиду того что отбор смеси производится при постоянном объемном расходе и объемы, проходящие в датчик для анализа, велики, можно считать, что $\langle \kappa_{10} \rangle = \kappa_{1*}$. Это означает, что в случае изотермического или гомогенного смешения можно по данным измерений получить точное распределение средней объемной концентрации в зоне смешения. Но поскольку из зоны смешения в отборник обычно поступает негомогенная среда, данные по объемным концентрациям можно считать в достаточно статичной степени точными только в том случае, когда температуры смешивающихся газов не сильно различаются. Например, чтобы ошибка в определении объемной концентрации не превышала 5%, необходимо, согласно соотношению (2.1), чтобы и абсолютные температуры различались не более чем на 5%.

Определение массовой концентрации по результатам измерений тоже зависит от вида смеси, поступающей в отборник, так как средние по времени массовая и объемная концентрации связаны между собой различными соотношениями, в зависимости от того — является смесь гомогенной или гетерогенной. По определению массовой концентрации имеем

$$c_{10} = \langle c_{10} \rangle + c_{10}' = \int_V \mu_{10} dV_{10} / \int_V (\mu_{10} dV_{10} + \mu_{20} dV_{20})$$

Здесь μ — молекулярный вес, $\langle c \rangle$ — средняя по времени массовая концентрация, c' — величина пульсации концентрации, V_{10} и V_{20} — объемы, занимаемые компонентами (для гомогенной смеси эти величины пропорциональны парциальному давлению).

После осреднения по времени выражения для c_{10} получаем

$$\langle c_{10} \rangle = \frac{\mu_{10} \langle \kappa_{10} \rangle - (\mu_{10} - \mu_{20}) \langle c_{10}' \kappa_{10} \rangle}{\mu_{10} \langle \kappa_{10} \rangle + \mu_{20} \langle \kappa_{20} \rangle} \quad (2.2)$$

Для датчика прибора, где смесь гомогенна и пульсации концентрации отсутствуют (т. е. $\kappa_{1*}' = c_{1*}' = 0$), имеем

$$\langle c_{1*} \rangle = c_{1*} = \mu_{1*} \kappa_{1*} / (\mu_{1*} \kappa_{1*} + \mu_{2*} \kappa_{2*})$$

Как известно, смешение струй характеризуется значительными пульсациями концентрации; величина же $\langle c_{10}' \kappa_{10}' \rangle$ пока не может быть определена. Это не позволяет из данных по распределению средней по времени объемной концентрации получить распределение средней по времени массовой концентрации компонент. По этим причинам опыты проводились при возможно малой разнице температур смешивающихся газов, и результатами измерений были поля объемной концентрации.

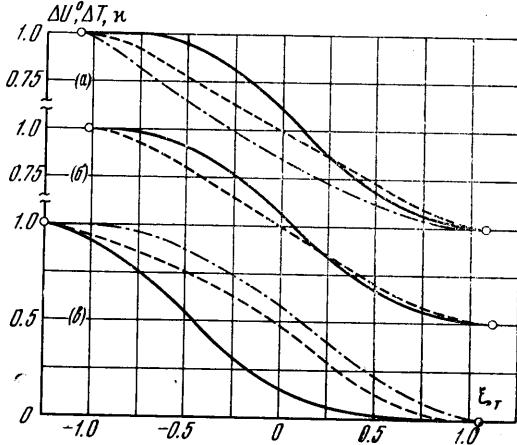
3. Целью проведенных опытов было установление распределения газодинамических параметров в поперечных сечениях зоны смешения в начальном участке осесимметричной струи в зависимости от отношения значений плотности вещества окружающей среды и струи $n = \rho_2 / \rho_1$ и отношения соответствующих значений скорости $m = u_2 / u_1$. Значение параметра n арьировалось за счет разницы молекулярных весов и предварительного подогрева. Значение параметра m изменялось в диапазоне 0—1,7; n — в диапазоне 0,27—8,2. По результатам измерений определялись поля безразмерных скоростей, температур и концентраций. Было определено также положение условно выбранных границ зоны смешения по длине струи. Безразмерные значения скорости и плотности в произвольной точке потока (отнесенные соответственно к постоянной скорости и плотности в невоизмененном ядре центральной струи u_1 и ρ_1) определялись по формулам

$$\frac{u}{u_1} = \left(\frac{\rho_1}{\rho} \frac{\rho u^2}{\rho_1 u_1^2} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad \frac{\rho}{\rho_1} = \frac{T_1}{T} \left(\kappa + \frac{(1-\kappa) \mu_2}{\mu_1} \right)$$

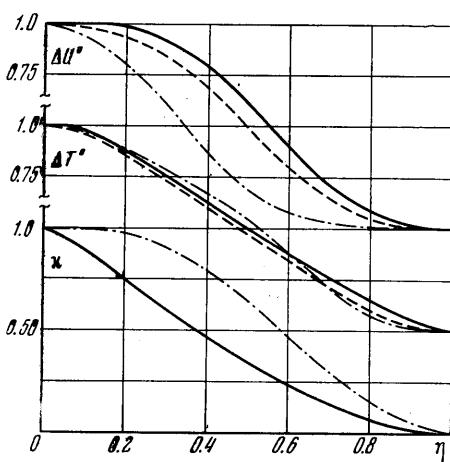
Индекс 1 здесь и в дальнейшем относится к внутреннему потоку, а индекс 2 — к наружному. Поля безразмерных избыточных скоростей $\Delta u^\circ = (u - u_2) / (u_1 - u_2)$, температур $\Delta T^\circ = (T - T_2) / (T_1 - T_2)$ и объемных концентраций κ в конечном итоге представлялись по обобщенной координате $\eta = (r - r_1) / b$, где $b = r_2 - r_1$ — толщина зоны смешения, а r_1 и r_2 — соответственно ординаты ее внутренней и внешней границ в цилиндрической системе координат, начало которой находится в центре выходного сечения сопла, ось x совпадает с осью струи, а ось r направлена вдоль радиуса струи. Для повышения точности построения указанных профилей (точнее, для исключе-

чения влияния случайного разброса экспериментальных точек) их первоначально изображали в «собственных» безразмерных координатах $\xi_i = (r - r_{i\text{m}}) / (r_{i\beta} - r_{i\alpha})$, начало отсчета которых совмещалось с той точкой $r_{i\text{m}}$ на соответствующем профиле, где избыточная величина рассматриваемого i -го параметра составляла половину от своего максимального значения, а в качестве характерного линейного размера в каждом сечении бралось расстояние между точками $r_{i\alpha}$ и $r_{i\beta}$, в которых избыточная величина рассматриваемого параметра составляет соответственно 20 и 80% своего максимального значения. Затем полученные осреднением кривые Δu° , ΔT° и κ изображались по единой координате, в качестве которой была выбрана «температурная» координата ξ_t . Эти зависимости в совокупности с условными границами зоны смешения полностью характеризуют распределение различных газодинамических параметров в поперечных сечениях последней.

Фиг. 1. Распределение относительной избыточной скорости Δu° (сплошная линия), температуры ΔT° (пунктир) и объемной концентрации x (штрих-пунктир) по поперечной координате ξ_t для зоны смешения струй различных газов: (а) $n = 0.27$, (б) $n = 1.3$, (в) $n = 7$. Светлыми кружками обозначены границы зоны смешения



Фиг. 1. Распределение относительной избыточной скорости Δu^* (сплошная линия), температуры ΔT^* (пунктир) и объемной концентрации π (штрих-пунктир) по поперечной координате ξ^* для зоны смешения струй различных газов: (а) $n = 0.27$, (б) $n = 1.3$, (в) $n = 7$. Светлыми кружками обозначены границы зоны смешения

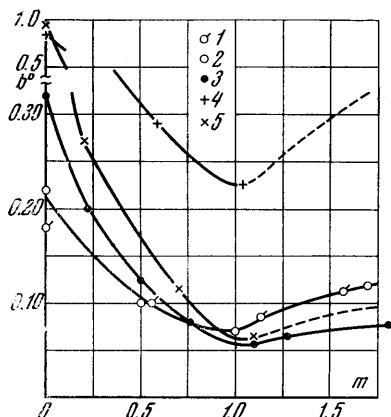


Фиг. 2. Профили относительной избыточной скорости, температуры и объемной концентрации в зоне смещения при $n = 0.27$ (сплошная линия); $n = 1.3$ (пунктир); $n = 7$ (штрих-пунктир)

$n = \text{var}$ деформируется очень слабо. Подчеркнем, что максимальные значения градиента безразмерной избыточной скорости при $n = \text{var}$ оказываются практически одинаковыми, но местоположение этого максимума в зоне смещения значительно меняется при изменениях n : с увеличением относительной плотности вещества струи оно смещается к внешней границе струи.

Если предположить, что профили температуры ΔT° и массовой концентрации совпадают (как следует из некоторых теоретических положений), то из сопоставления профилей температуры и объемной концентрации и выражения (2.2) можно получить распределение корреляции $\langle c_{10}' \chi_{10}' \rangle$ в зоне смешения. Не приводя здесь полных результатов, отметим лишь, что максимальное абсолютное значение $\langle c_{10}' \chi_{10}' \rangle$ оказалось одинаковым для различных значений n и примерно равным 0.2.

4. Течение в зоне смешения характеризуется, помимо профилей газодинамических параметров, еще и соответствующими геометрическими параметрами (положение границ зоны смешения, ее толщина, длина начального участка), которые могут зависеть от m и n . Влияние параметров m и n на величину коэффициента нарастания толщины зоны смешения $b^\circ = b / x$ от m показано на фиг. 3.



Фиг. 3. Зависимость коэффициента нарастания толщины зоны смешения b° от параметра m при $n = 0.27$ точки 1 — $R = 10$ мм, точки 2 — $R = 25$ мм; при $n = 1.3$ точки 3 — $R = 25$ мм; при $n = 7$ точки 4 — $R = 10$ мм, точки 5 — $R = 25$ мм

текущию гелия в воздушный поток из сопел, радиусы выходных сечений которых составляли 10 и 15 мм.

Как видим, данные для этих сопел существенно расходятся, за исключением диапазона изменения m вблизи 0. Это, по-видимому, объясняется тем, что условия истечения из этих сопел были различными. Как показали измерения (п. 1), на наружной поверхности сопла нарастает пограничный слой, причем на стенке сопла радиусом 10 мм он значительно толще, чем для сопла радиусом 25 мм. Однако проявление влияния этого пограничного слоя только в случае истечения гелия пока не может быть удовлетворительно объяснено. Заметим также, что в опытах с затопленной струей гелия ($m = 0$, $n \approx 7$), имевшей значительно большую скорость истечения, нежели в основной серии экспериментов, было отмечено некоторое уменьшение толщины зоны смешения по сравнению с величиной $b^\circ \approx 0.9$, указанной на фиг. 3. Таким образом, данные о геометрических характеристиках зоны смешения, полученные в настоящей работе, справедливы, вообще говоря, лишь в диапазоне значений числа Рейнольдса (определенного по начальным параметрам струи) $10^4 - 10^5$ ($n \approx 7$) и $10^6 - 10^7$ ($n = 0.27$). Для окончательного выяснения влияния числа Рейнольдса на геометрические характеристики зоны смешения при $n = \text{var}$, $m = \text{var}$ требуются, по-видимому, дополнительные экспериментальные данные.

Результаты опытов показывают, что с приближением скорости спутного потока к скорости струи влияние различий плотностей на толщину зоны смешения сильно ослабевает, а при $m = 1$ — исчезает вообще.

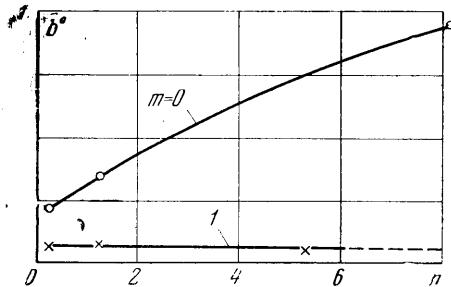
Этот факт иллюстрируется на фиг. 4, где представлена зависимость коэффициента нарастания толщины зоны смешения b° от относительной плотности n для $m = 0$ (затопленная струя) и $m = 1$ (равноскоростные спутные потоки).

Возможно, что в случае $m = 1$ развитие зоны смешения зависит только от «начальных» условий истечения (пограничный слой на стенках сопла, исходные характеристики турбулентности потоков и т. п.).

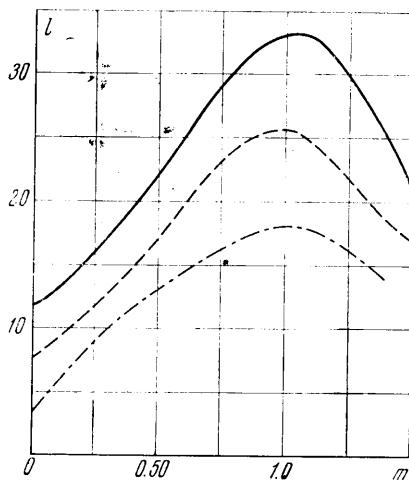
Взаимное расположение границ зоны смешения, которое обычно характеризуют относительной долей ее внешней части $(r_2 - R) / b$, изменяется при $m = \text{var}$, а именно: с увеличением m происходит постепенное уменьшение величины $(r_2 - R) / b$, зона смешения как бы поворачивается как целое вокруг кромки сопла по направлению к оси струи. При этом отмечается сильное влияние параметра n , с увеличением которого, как видно из табл. 2, указанная тенденция становится все более и более сильной.

На фиг. 5 показано влияние параметра m на длину ядра струи l , отнесенную к радиусу сопла ($R = 25 \text{ мм}$), для различных значений n . Видно, что максимальная длина ядра реализуется при равенстве скоростей смешивающихся потоков, причем струя более тяжелого газа имеет при прочих равных условиях и большую длину ядра.

Зависимости, представленные на фиг. 3 и 5, подтверждают предложенный в работах [2, 3] подход к учету влияния различия плотностей на геометрические характеристики зоны смешения.



Фиг. 4



Фиг. 5

Фиг. 4. Влияние параметра n на коэффициент нарастания толщины зоны смешения b° при $m = 0$ и $m = 1$

Фиг. 5. Длина начального участка струй различных газов, распространяющихся в спутном потоке воздуха (для сопла с радиусом выходного сечения 25 мм) при различных значениях параметра n : 0.27 (сплошная линия); 1.3 (пунктир); 7 (штрих-пунктир)

Вычисления показали, что в диапазоне $0 \leq m \leq 0.6$ и $1.4 \leq m \leq 2$ для значений n , имевших место в опытах, подтверждается рекомендованная в работах [2, 3] простая зависимость для определения интенсивности нарастания толщины струи

$$\frac{db}{dx} = k \frac{|u_1 - u_2|}{u_{**}}, \quad u_{**} = \int_{r_1}^{r_2} \rho u r dr / \int_{r_1}^{r_2} \rho r dr$$

Данные, изображенные на фиг. 3 и 5, показывают, также в соответствии с работой [3], что развитие зоны смешения определяется двумя основными параметрами, а именно: m и n , влияние которых нельзя описать одной слитной величиной типа отношения плотностей тока $\rho_2 u_2 / \rho_1 u_1 = mn$ или отношения скоростных напоров $m^2 n$. Необоснованность подобного подхода следует хотя бы из того, что при $m < 1$ параметры m и n , как видно из данных на фиг. 3 и 5, влияют на характеристики струи (b° и l) в противоположные стороны. Однако попытки ввести вместо двух один определяющий параметр предпринимались неоднократно. Так, в одной из работ американских исследователей [4] на основании опытов с соосными струями различных газов при $m = \text{var}$, $n = \text{var}$ предложена эмпирическая зависимость длины начального участка l от величины $\lambda = \rho_1 u_1 / \rho_2 u_2 = 1/mn$

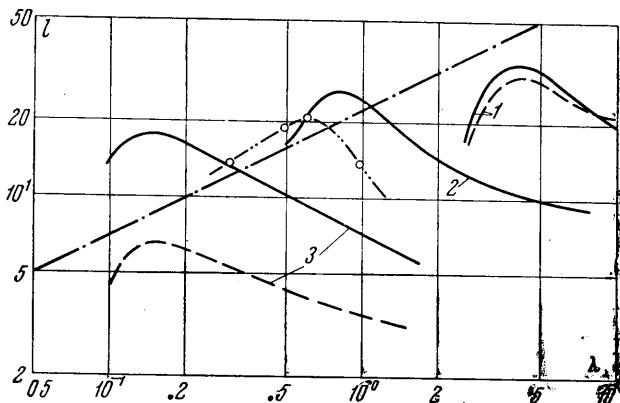
$$l = 22 \sqrt{\lambda} \quad (4.1)$$

Эта зависимость в логарифмических координатах представлена на фиг. 6, где изображены также экспериментальные данные, полученные в настоящей работе. Видно, что если в первом приближении можно пользоваться эмпирической зависимостью

Таблица 2

n	0.27			1.3			7			
	m	0	0.5	1	0	0.5	1	0	0.5	1
($r_2 - R$) / b	0.63	0.61	0.56	0.59	0.53	0.4	0.57	0.45	0.15	

(4.1), то она может быть пригодна лишь в диапазоне изменения m примерно от 0.7 до 1.4 (вблизи максимума кривых, соответствующих различным значениям n). Кроме того, формула (4.1), явно несправедлива при $m \rightarrow 0$, так как, в отличие от конечных значений l_0 , реализующихся в действительности (см. фиг. 5), она дает длину ядра, стремящуюся к бесконечности. Видно (см. фиг. 6), что экспериментальные точки, приведенные в той же работе [4] и соответствующие струе гелия в спутном потоке воздуха, также указывают на непригодность формулы (4.1) в широком диапазоне изменения m .



Фиг. 6. Влияние параметра λ на длину начального участка для сопла с радиусом выходного сечения 25 мм (сплошная линия) и 10 мм (пунктир) при $n = 0.27$ (1); 1.3 (2) и 7 (3). Штрих-пунктирная линия соответствует зависимости (4.1). Экспериментальные точки заимствованы из работы [4] для случая струи гелия в спутном потоке воздуха ($n \approx 3$)

Заслуживает внимания также и заметное на фиг. 6 влияние начальных условий на длину ядра при $n = \text{const}$ и $m = \text{const}$: струя гелия ($n \approx 7$), вытекающего из сопла с радиусом 10 мм, оказалась значительно менее дальнобойной, нежели струя того же гелия при радиусе сопла 25 мм. То же явление, правда, заметно слабее, наблюдается и в случае струи фреона ($n = 0.27$). Это обстоятельство связано, по-видимому, с теми же причинами, что и соответствующее утолщение зоны смешения (фиг. 3).

5. Полученные экспериментальные данные о течении в зоне смешения позволяют определить величину присоединенной массы струи, т. е. количество вещества, вовлеченного в турбулентное движение при возмущающем воздействии центральной струи на спутный поток. В приведенных опытах присоединенная масса определялась путем интегрирования в границах, введенных указанным выше способом. При этом оказалось, что изменение расхода по длине струи при фиксированном значении n практически не зависит от m при $m \leq 1$. Связь отношения присоединенного расхода к начальному расходу струи с расстоянием от среза сопла оказалась сильно зависящей от отношения плотностей n , причем струя менее плотного газа обладает более сильными эжекционными свойствами. Эти данные находятся в качественном соответствии с гипотезой, высказанной в работе [5].

Для проверки качества измерений путем интегрирования были определены величины избыточного импульса, избыточного теплосодержания и содержания компонент в различных поперечных сечениях потока для всех исследованных режимов. Как известно, эти величины являются инвариантами течения. Результаты вычислений показали, что их отличие от соответствующих значений в начальном сечении не превышает 10—15%.



Поступила 20.VII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Corrsin S., Ubergro M. Further experiments on the flow and heat transfer in a heated turbulent air jet. Report NACA, 1950, No. 998.
2. Яковлевский О. В. О толщине зоны турбулентного перемешивания на границе двух потоков газа разной скорости и плотности. Изв. АН СССР, ОТН, 1958, № 10.
3. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. Физматгиз, 1960.
4. Zakkay V., Krause E., Woo S. D. L. Turbulent transport properties for axisymmetric heterogeneous mixing. AIAA J., 1964, vol. 2, No. 11.
5. Яковлевский О. В. Гипотеза об универсальности эжекционных свойств турбулентных струй газа и ее приложения. Изв. АН СССР, ОТН, 1961, № 3.