

5. Сутормин В. В. Изменение эксцентриситета вязкой сферической оболочки в невесомости. — М., 1988. — (Препр./ФИАН СССР; № 105).
 6. Amundson K. B., Bousfield D. W., Soong D. S. Rheology of microsphere formation and refinement // J. Appl. Phys. — 1986. — V. 59, N 7.

г. Новосибирск

Поступила 7/IV 1989 г.,
 в окончательном варианте — 28/XI 1989 г.

УДК 532.522

В. П. Лебедев, М. И. Низовцев, В. И. Терехов

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРИСТЕННОЙ СТРУИ ВО ВСТРЕЧНОМ ПОТОКЕ

Встречные струйные течения могут с успехом использоваться в качестве стабилизаторов пламени в пылеугольных и мазутных горелках [1], для интенсификации массообменных процессов в газозвесах [2] и в ряде других технических приложениях.

В [3—6] приведены результаты экспериментальных исследований свободных встречных струйных течений. В [7] описан приближенный интегральный метод расчета таких течений, позволяющий получить достаточно хорошее совпадение с большинством имеющихся экспериментальных результатов.

Наряду с определенным прогрессом в изучении свободных встречных струйных течений практически отсутствуют исследования пристенных встречных струй. Как показали проведенные нами эксперименты, встречные пристенные струи могут значительно интенсифицировать процесс переноса тепла между газовым потоком и стенкой канала и применяться для регулирования теплообмена [8]. Актуальность разработки методов расчета таких течений связана с использованием их в последнее время для организации тепловой защиты технологического оборудования от высокотемпературных газовых потоков [9].

Цель настоящей работы — проведение расчета распространения пристенной плоской встречной струи в ограниченном канале и сопоставление некоторых наиболее важных расчетных характеристик течения с полученными нами экспериментальными результатами.

На рис. 1 приведена взятая для расчета схема течения пристенной струи во встречном потоке. Согласно схеме, воздушный поток движется со скоростью u_0 в плоском канале высотой H . Навстречу ему из щели высотой s , установленной на нижней стенке канала, подается воздушная струя со скоростью u_s . Скорость пристенной струи по мере проникновения в воздушный поток постепенно снижается и становится равной нулю, затем струя разворачивается и сносится потоком. Наиболее важными характеристиками течения являются: l — дальнобойность пристенной струи, δ — толщина слоя смешения в зоне развития струи, δ_1 и u_1 — толщина слоя смешения и максимальная скорость потока над срезом щели. Определим эти величины аналогично тому, как было сделано для осесимметричной свободной струи в [7].

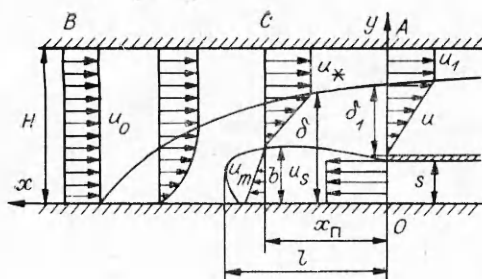
Рассмотрим контур, ограниченный поперечными сечениями A и B (см. рис. 1). Запишем для этого контура уравнения сохранения массы и количества движения, пренебрегая сопротивлением трения на стенках канала:

$$(1) \quad \rho u_s s + \rho u_0 H - \rho u_1 (H - \delta_1 - s) - \int_s^{s+\delta_1} \rho u dy = 0;$$

$$(2) \quad \rho u_s^2 s - \rho u_0^2 H + \rho u_1^2 (H - \delta_1 - s) + \int_s^{s+\delta_1} \rho u dy = \Delta p H$$

(Δp — разность между статическими давлениями в сечениях A и B). При этом предполагается, что статические давления в рассматриваемых сечениях постоянны.

Воздушный поток в ограниченном канале, огибая зону разворота струи, увеличивает свою скорость от u_0 до u_1 . Поэтому разность статиче-



Р и с. 1

ских давлений находим из уравнения Бернулли $\Delta p = (\rho/2) (u_1^2 - u_0^2)$. Принимаем профиль скорости в слое смешения над срезом щели степенным:

$$(3) \quad \frac{u}{u_1} = \left(\frac{y-s}{\delta_1} \right)^n.$$

Подставляя выражение для скорости (3) в уравнения (1) и (2) и проводя интегрирование, определим в безразмерном виде скорость и толщину слоя смешения над срезом щели:

$$(4) \quad \bar{u}_1 = \frac{m + \bar{H}}{\bar{H} - 1 - \frac{n}{n+1} \bar{\delta}_1};$$

$$(5) \quad \bar{\delta}_1 = \frac{2n+1}{2n} \left[\frac{2m^2 + \bar{H}(\bar{u}_1^2 - 1)}{2\bar{u}_1^2} - 1 \right].$$

Здесь $m = \rho_s u_s / \rho_0 u_0 = u_s / u_0$ (при $\rho_s = \rho_0$) — параметр вдува; $\bar{u}_1 = u_1 / u_0$; $\bar{H} = H/s$, $\bar{\delta}_1 = \delta_1/s$. Выражения (4) и (5) позволяют определить величины \bar{u}_1 и $\bar{\delta}_1$ для произвольной заполненности профиля скорости над срезом щели. Считая для простоты профиль скорости линейным ($n = 1$), что достаточно хорошо подтверждается нашими экспериментами для присоединяющегося сдвигового слоя смешения при встречном вдуве, находим

$$(6) \quad \bar{u}_1 = \frac{2(m + \bar{H})}{2(\bar{H} - 1) - \bar{\delta}_1};$$

$$(7) \quad \bar{\delta}_1 = 0,75 \frac{2m^2 + \bar{H}(\bar{u}_1^2 - 1)}{\bar{u}_1^2} - 1,5.$$

Решая совместно (6) и (7), получим квадратное уравнение относительно \bar{u}_1 , один из корней которого имеет физический смысл:

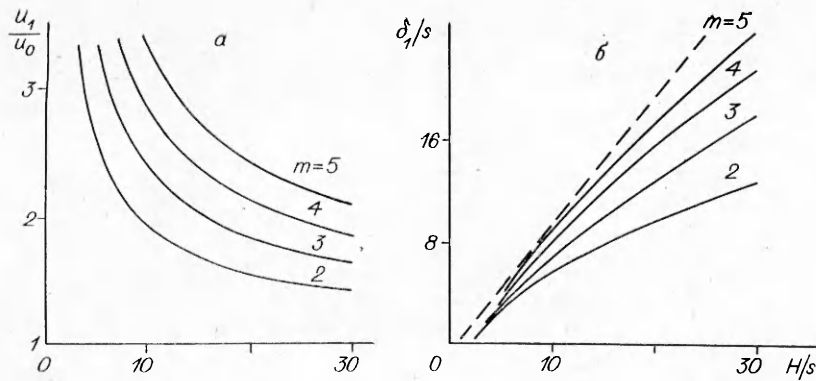
$$(8) \quad \bar{u}_1 = \frac{4(m + \bar{H}) + \sqrt{4m^2 + 30\bar{H}m^2 + 34m\bar{H} + \bar{H}^2 + 6\bar{H}}}{5\bar{H} - 2}.$$

Таким образом, выражения (7) и (8) позволяют рассчитать для данной относительной высоты канала \bar{H} и параметра вдува m скорость над срезом щели \bar{u}_1 и толщину слоя смешения $\bar{\delta}_1$.

На рис. 2, а приведены результаты расчета скорости потока над срезом щели при встречном пристенном вдуве в зависимости от стесненности канала \bar{H} по уравнению (8). Из рис. 2, а следует, что чем меньше относительная высота канала, тем более значительно увеличение скорости потока при одной и той же интенсивности вдува. В каналах с одинаковой относительной высотой при увеличении параметра вдува m наблюдается рост скорости над срезом щели.

На рис. 2, б представлены результаты расчета по формулам (7) и (8) зависимости толщины зоны смешения над срезом щели от стесненности канала; видно, что с увеличением относительной высоты канала растет слой смешения над срезом щели, причем значение относительной высоты слоя смешения при данном \bar{H} тем больше, чем выше интенсивность вдува. Штриховая линия отвечает $\bar{\delta}_1 = \bar{H} - 1$ и показывает максимальные значения высоты слоя смешения, когда он достигает верхней стенки канала.

Определим дальность \bar{l} плоской встречной струи при $m > 1$. Для этого запишем уравнения сохранения массы и количества движения



Р и с. 2

для контура, ограниченного сечением B и одним из поперечных сечений, находящихся в зоне расширения струи:

$$(9) \quad \rho u_0 H + \int_0^b \rho u dy - \int_b^\delta \rho u dy - \rho u_* (H - \delta) = 0;$$

$$(10) \quad \int_0^b u^2 dy - u_0^2 H + \int_b^\delta u^2 dy + u_*^2 (H - \delta) = \frac{\Delta p}{\rho} H.$$

Профили скорости примем степенными:

$$\text{при } 0 < y < b \quad \frac{u}{u_m} = \left(\frac{b-y}{b}\right)^n,$$

$$\text{при } b < y < \delta \quad \frac{u}{u_*} = \left(\frac{y-b}{\delta-b}\right)^n$$

(b — толщина расширяющейся встречной струи).

Вычисляя интегралы и приводя к безразмерному виду (9) и (10), получим

$$(11) \quad \frac{\bar{b}}{n+1} (\bar{u}_m + \bar{u}_*) + \bar{u}_* \bar{\delta} \frac{n}{n+1} - \bar{H} (\bar{u}_* - 1) = 0;$$

$$(12) \quad \frac{\bar{b}}{2n+1} (\bar{u}_m^2 - \bar{u}_*^2) - \bar{u}_*^2 \bar{\delta} \frac{2n}{2n+1} + \frac{1}{2} \bar{H} (\bar{u}_*^2 - 1) = 0.$$

Рассмотрим поперечное сечение C на расстоянии x_{Π} от среза щели, в котором толщина струи достигает максимального значения. Считаем, согласно [7], что в этом сечении $u_m = u_*$, а $u_{\pm} \approx u_1$. Тогда для линейного распределения скорости ($n = 1$) уравнения (11) и (12) принимают вид

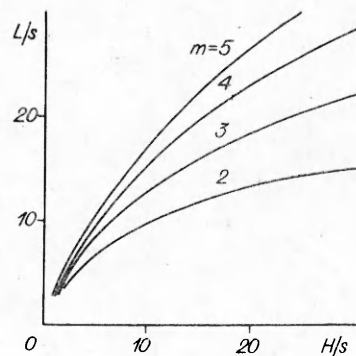
$$(13) \quad \bar{\delta}_{\Pi} = \frac{3}{4} \frac{\bar{H} (\bar{u}_1^2 - 1)}{\bar{u}_1^2};$$

$$(14) \quad \bar{b}_{\Pi} = \frac{\bar{u}_1 (\bar{H} - 0,5 \bar{\delta}_{\Pi}) - \bar{H}}{\bar{u}_1}.$$

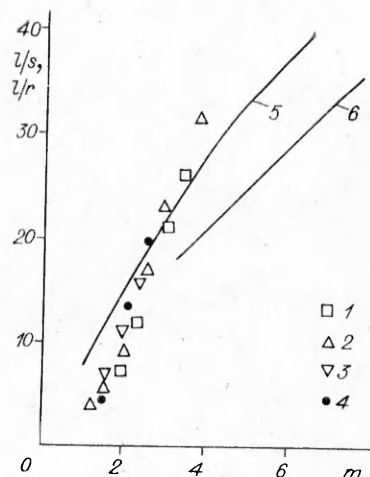
В [10] отмечалось, что угол раскрытия встречных струй с достаточной точностью можно принять постоянным, не зависящим от интенсивности вдува: $b_{\Pi} = c x_{\Pi} \approx 0,3 x_{\Pi}$. Дальнобойность встречной струи, как показал анализ опытных данных [7], больше длины x_{Π} в среднем на величину $1,5 b_{\Pi}$. Поэтому

$$(15) \quad l \approx x_{\Pi} + 1,5 b_{\Pi} = 4,8 b_{\Pi}.$$

Соотношения (13)–(15) позволяют определить дальнобойность плоской встречной пристенной струи при $m > 1$.



Р и с. 3



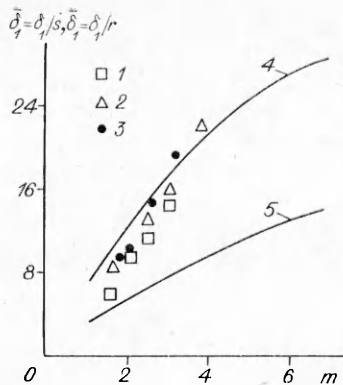
Р и с. 4

На рис. 3 приведены результаты расчетов по формулам (13) — (15) изменения дальности в зависимости от высоты канала. Видно, что с возрастанием интенсивности вдува или относительной высоты канала наблюдается увеличение дальности пристенной встречной струи. Следует отметить, что с возрастанием относительной высоты канала зависимость дальности от стесненности канала становится более слабой.

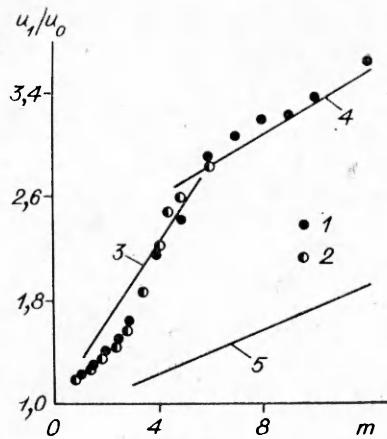
Для проверки описанной выше методики расчета пристенной плоской встречной струи в ограниченном канале выполнено экспериментальное исследование. Опыты проведены в дозвуковой аэродинамической трубе с рабочим каналом прямоугольного сечения 145×150 мм ($H = 145$ мм) длиной 1200 мм, по которому протекал воздушный поток со скоростью u_0 . На расстоянии 520 мм от входа в канал на нижней стенке устанавливалась щелевая камера вдува с высотой щели $s = 4,7$ или 8 мм, которая создавала встречную пристенную воздушную струю со скоростью u_s . Скорость потока u_0 в опытах составляла 10; 12; 16 и 20 м/с. Скорость встречной струи u_s изменялась от 12 до 120 м/с. Исследование динамической картины течения проведено пневматическими зондами и лазерно-доплеровским измерителем скорости.

Для определения дальности l и ширины зоны смешения над срезом щели δ_1 использовались два различных метода. Первый — метод «светового жога». При этом в пристенную струю вводились частицы пудры или сигаретного дыма размерами меньше 1 мкм, которые хорошо следовали за воздушной струей. Через узкую щель в прозрачной верхней крышке мощным импульсным источником света проводилась подсветка, а через боковую стенку осуществлялась фоторегистрация процесса взаимодействия струи с потоком. Из полученной на фотопозображении картины визуализации течения определялись дальность и толщина слоя смешения. Экспериментальные данные, найденные этим методом, при анализе условно назовем «диффузионными». Второй метод исследования заключался в предварительном нагреве пристенной струи до температуры $T_s = 80$ °С (при холодном основном потоке $T_0 = 15-20$ °С) и измерении термодатчиком профилей температур в различных поперечных сечениях канала. В тепловых опытах за толщину слоя смешения принималось расстояние от стенки, на котором температура в слое смешения отличалась от температуры невозмущенного потока на 5 %. Экспериментальные результаты, полученные этим методом, назовем «тепловыми». Более подробную информацию об экспериментальной установке и методике проведения опытов можно найти в [11].

Сопоставление экспериментальных и расчетных данных по дальности l представлено на рис. 4 в виде зависимости $l = f(m)$ для $H/s =$



Р и с. 5



Р и с. 6

$= 30$. Здесь точки 1—3 — результаты «диффузионных» опытов соответственно при $u_0 = 10; 16; 20$ м/с, 4 — «тепловых» опытов при $u_0 = 12$ м/с. Кривая 5 отвечает расчету дальности пристенной плоской струи по соотношениям (13)—(15). Видно, что расчет правильно отражает характер зависимости l от параметра вдува. При $m > 2$ наблюдается неплохое количественное соответствие расчета и эксперимента. На рис. 4 приведен для сравнения расчет дальности осесимметричной встречной струи, распространяющейся по центру цилиндрической камеры (линия 6). Расчет выполнен по методике [7] для такой же стесненности осесимметричного канала, что и плоского ($R/r = H/s = 30$, где R и r — радиусы цилиндрической камеры и осесимметричной струи). Из графика видно, что при таком сопоставлении для одних и тех же параметров вдува m дальность плоской струи (линия 5) выше дальности осесимметричной струи (линия 6).

На рис. 5 дано сравнение расчетных и экспериментальных значений толщины слоя смешения над срезом щели δ_1 в зависимости от параметра вдува m . Здесь точки 1, 2 — результаты «диффузионных» опытов при $u_0 = 10$ и 16 м/с, 3 — «тепловых» опытов при $u_0 = 12$ м/с. Сравнение показывает, что экспериментальные результаты неплохо описываются предложенной зависимостью (7) (кривая 4). Следует также отметить, что при одной и той же стесненности плоского и осесимметричного каналов ($H/s = 30$ и $R/r = 30$) относительная толщина слоя смешения $\bar{\delta}_1 = \delta_1/r$ в осесимметричном канале (линия 5 — расчет по методике [7]) меньше, чем в плоском.

Экспериментальные данные по изменению скорости над срезом щели из-за поджатия основного потока встречной струей показаны на рис. 6 для $H/s = 18$ (точки 1 и 2 для $u_0 = 12$ и 24 м/с). Видно, что с ростом параметра вдува m происходит увеличение u_1 ; линиями приведены результаты расчетов этой скорости (линия 3 — расчет u_1 по формуле (8)). При $m \approx 6$ слой смешения над срезом щели для указанной стесненности канала ($H/s = 18$), согласно (7) и (8), достигает верхней стенки канала ($\bar{\delta}_1 = H/s - 1$) и в дальнейшем при возрастании m $\bar{\delta}_1$ не изменяется. Тогда для режимов течения, при которых слой смешения достигает верхней стенки канала, из соотношения (6) сразу можно определить скорость над срезом щели u_1 :

$$(16) \quad \bar{u}_1 = 2(m + \bar{H})/(\bar{H} - 1).$$

Расчет по зависимости (16) представлен на рис. 6 линией 4. Видно, что при достижении слоем смешения верхней стенки канала происходит снижение темпа роста скорости над срезом щели с возрастанием m . Из рис. 6 следует, что расчет достаточно хорошо согласуется с экспериментальными

результатами. Линия 5 показывает увеличение скорости u_1 в осесимметричном канале при встречном присосовом вдуве струи для $R/r = 18$, рассчитанное по методике [7]. Из сравнения видно, что рост скорости в осесимметричном канале менее существен, чем в плоском.

В заключение отметим, что задача решена в упрощенной постановке без учета неравномерности распределения статического давления поперек канала, без анализа пограничных слоев во встречной пристенной струе и в набегающем потоке и при ряде других упрощений. Однако корректность полученных простых соотношений, позволяющих провести расчет некоторых важных параметров взаимодействия пристенной струи со встречным потоком в ограниченном канале, достаточно хорошо подтверждается экспериментальными результатами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гольдберг С. А., Соловьева Л. С. Стабилизация пламени встречными струями // Теория и практика сжигания газа.— Л., 1964.
2. Эльперин И. Т., Мальцер В. Л., Павловский Л. Л., Енякин Ю. А. Процессы переноса во встречных струях.— Минск: Наука и техника, 1972.
3. Леонтьева Т. П. Распространение осесимметричных струй в спутном и встречном потоках // Тр. совещания по прикладной газовой динамике.— Алма-Ата, 1959.
4. Суй Х. Н., Иванов Ю. В. Исследование развития круглой струи в начальном участке встречной струи большого размера // Изв. АН ЭССР. Сер. техн. и физ.-мат. наук.— 1959.— Т. 8, № 3.
5. Тимма Э. Турбулентные круглые и плоские струи, развивающиеся во встречном потоке // Изв. АН ЭССР. Сер. техн. и физ.-мат. наук.— 1962.— Т. 11, № 4.
6. Илизарова Л. И., Гиневский А. С. Экспериментальное исследование струи во встречном потоке // Промышленная аэродинамика.— 1962.— Вып. 23.
7. Секундов А. П. Распространение турбулентной струи во встречном потоке // Исследование турбулентных струй воздуха, плазмы и реального газа.— М.: Машиностроение.— 1967.
8. Волчков Э. П., Лебедев В. П., Низовцев М. И. Интенсификация теплообмена в канале встречной струей // Тез. докл. Минского международного форума.— Минск, 1988.— Сек. 1, ч. 2.
9. Волчков Э. П., Лебедев В. П., Шинкин Н. Е. Эффективность газовой завесы при взаимодействии пристенной струи со встречным потоком // Теплообмен VII.— Минск, 1984.— Т. 1, ч. 2.
10. Теория турбулентных струй/Под ред. Г. Н. Абрамовича.— М.: Наука, 1984.
11. Низовцев М. И. Дальность плоской пристенной струи во встречном потоке // Современные проблемы теплофизики.— Новосибирск: ИТ, 1987.

г. Новосибирск

Поступила 30/1 1990 г.

УДК 533.6.011.536.24

А. В. Буреев, В. И. Зинченко

РАСЧЕТ ОБТЕКАНИЯ СФЕРИЧЕСКИ ЗАТУПЛЕННОГО КОНУСА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ТЕЧЕНИЯ В УДАРНОМ СЛОЕ И ВДУВЕ ГАЗА С ПОВЕРХНОСТИ

Рассматривается осесимметричное обтекание сферически затупленного конуса сверхзвуковым потоком воздуха при таких числах Рейнольдса, когда в ударном слое реализуются разные режимы течения. Анализ влияния вдува газа с поверхности на характеристики ламинарного и турбулентного вязкого ударного слоя проводился в [1, 2]. В настоящей работе изучено влияние вдува различной интенсивности и законов распределения вдуваемого газа вдоль образующей сферического затупления на характеристики теплообмена и проведено сопоставление с экспериментальными данными [3].

1. В естественной системе координат (s, n) система уравнений вязкого ударного слоя для осредненных величин с использованием безразмерных переменных, введенных в [4], имеет вид

$$(1.1) \quad \frac{\partial}{\partial s}(\rho ur) + \frac{\partial}{\partial n}(\rho vrh_1) = 0;$$