

УДК 532.526.4

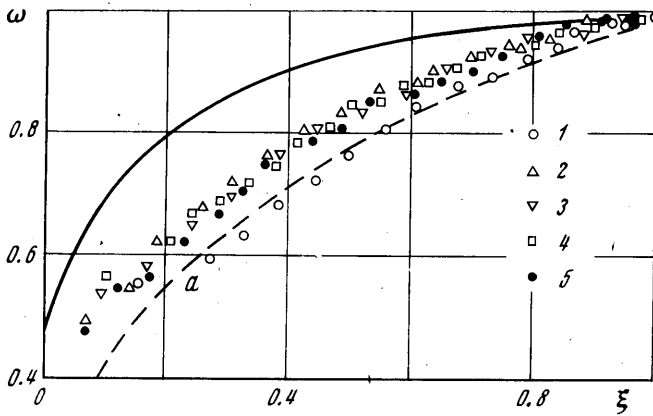
## ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГАЗОВОЙ ЗАВЕСЫ В ДОЗВУКОВОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Ю. В. БАРЫШЕВ, А. И. ЛЕОНТЬЕВ, Н. К. ПЕЙКЕР,  
В. И. РОЖДЕСТВЕНСКИЙ

(Москва)

В настоящее время остаются актуальными исследования эффективных методов тепловой защиты поверхностей, подверженных воздействию высокотемпературного газового потока. Одним из наиболее перспективных является метод вдувания охлаждающего газа через проницаемые участки поверхности. При оценке эффективности подобного метода весьма важно учитывать теплозащитные свойства «холодного» пограничного слоя ниже по течению за проницаемым участком, т. е. в области газовой завесы. Вопрос о влиянии продольного градиента давления на эффективность подобного вида завесы не получил окончательного решения.

В работе [1] получена формула для расчета эффективности газовой завесы в потоке сжимаемого газа с произвольным распределением скорости на внешней гра-



Фиг. 1

нице пограничного слоя. Для дозвукового квазизотермического течения несжимаемого газа при вдуве охлаждающего газа через предвключенный проницаемый участок формула принимает вид

$$(1) \quad \theta = [1 + 0.016 \beta_{\max}^{1.25} A]^{-0.8}, \quad \theta = \frac{T_{wa} - T_0}{T_{w1} - T_1}$$

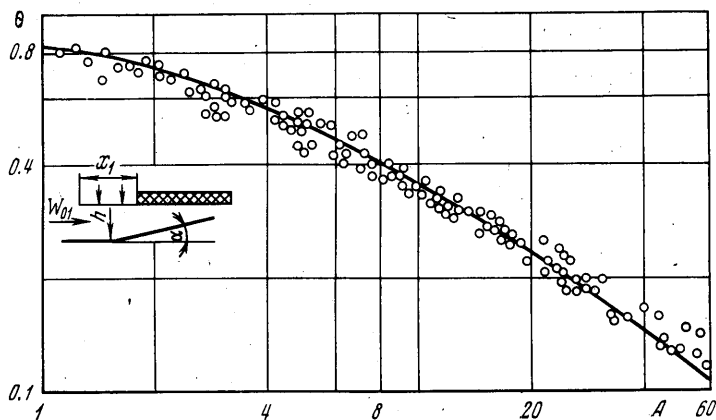
$$A = \frac{Re_L}{Re_{w1}^{1.25} (1 + k_1)^{1.25}} \int_{x_1}^{x'} w'_0 dx'$$

$$Re_L = \frac{\rho_0 w_0 L}{\mu_0}, \quad Re_{w1} = \frac{\rho_{w1} w_{w1} x_1}{\mu_{w1}}$$

$$k_1 = \frac{T_{w1} - T_g}{T_0 - T_{w1}}, \quad w_0' = \frac{w_0}{w_{01}}, \quad x' = \frac{x}{L}$$

где  $\rho$ ,  $w$ ,  $\mu$ ,  $T$  — плотность, скорость, динамическая вязкость и температура; индекс 0 соответствует параметрам потока вне пограничного слоя,  $w_1$  — параметрам на конце проницаемой секции;  $L$  — характерный размер;  $x$  — продольная координата;  $w_{01}$  — скорость потока над проницаемой секцией;  $x'$ ,  $w_0'$  — безразмерные продольная координата и скорость,  $T_g$ ,  $T_{wa}$  — температура вдуваемого газа и адиабатическая температура стенки;  $Re_L$ ,  $Re_{w1}$  — критерии Рейнольдса, рассчитанные по характерному размеру и длине проницаемой секции.

Формула (1) получена при ряде предположений, основное из которых состоит в том, что не учитывается влияние способа организации завесы на законы трения и теплообмена на теплоизолированной поверхности. В то же время известно, что вдув газа перпендикулярно направлению течения основного потока приводит к образованию перегиба на профиле скорости турбулентного пограничного слоя, что может привести к его отрыву при сравнительно малых положительных продольных градиентах давления. При щелевом подводе охлаждающего газа отрыва пограничного



Фиг. 2

слоя не происходит, поскольку получаются более заполненные профили скорости. Кроме этого предполагалось, что градиент давления не оказывает влияния на величину коэффициента

$$(2) \quad \beta_{\max} = \int_0^1 \omega d\xi \left[ \int_0^1 \omega(1-\omega) d\xi \right]^{-1}, \quad \omega = \frac{w}{w_0}, \quad \xi = \frac{y}{\delta}$$

где  $\delta$  — толщина пограничного слоя.

Последнее предположение выполняется только в том случае, если скорость на большом расстоянии от проникаемой секции меняется по закону  $\omega = \omega_0 = \xi^{1/7}$ . Как показывают эксперименты авторов настоящей статьи, результаты которых приведены ниже, это предположение вполне допустимо при конфузормом режиме течения, и тогда  $\beta_{\max} = 9$ . В то же время измерения трубой Прандтля профилей турбулентного пограничного слоя в расширяющемся канале ( $\alpha = 10^\circ$ ) при отсутствии вдува, полученные на различных расстояниях от начала расширения (на фиг. 1 1–5 соответствуют 0, 0,035, 0,070, 0,105, 0,140 м), показывают, что профиль турбулентного пограничного слоя близок к отрывному  $\omega = \xi^{0.43}$  [1] (кривая а), следовательно, коэффициент  $\beta_{\max} = 7.2$ . Здесь же на графике сплошной кривой нанесен профиль  $\omega = \xi^{1/7}$ .

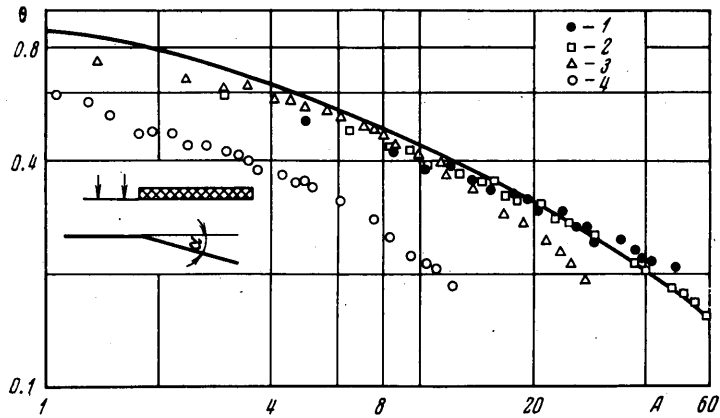
В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования влияния продольного градиента давления на эффективность газовой завесы за проникаемым участком поверхности в дозвуковом турбулентном пограничном слое.

Измерения проводились в аэродинамической трубе непрерывного действия, рабочая часть которой представляла собой прямоугольный канал с размерами поперечного сечения  $70 \times 75$  мм<sup>2</sup> и длиной 600 мм. Средняя неравномерность поля скоростей в пределах рабочего участка не превышала  $\pm 1.5\%$ . Экспериментальная модель устанавливалась на верхней стенке рабочей части трубы. Проницаемый участок (пористость 50%) был выполнен из пористой пластины толщиной 10 мм, которая изготавливалась методом спекания сеток из нержавеющей стали по технологии, разработанной в МВТУ им. Баумана. Для обеспечения равномерности вдувания участок был разделен на шесть секций, теплоизолированных друг от друга и имеющих раздельный подвод газа.

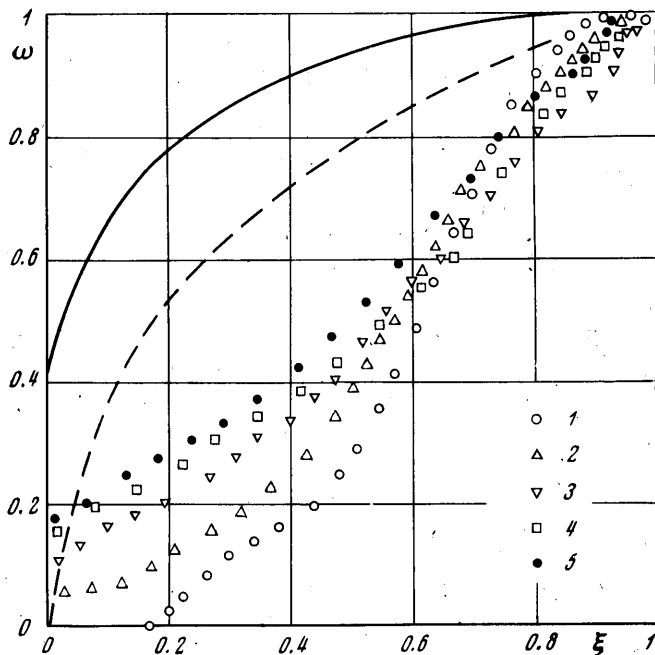
Хромель-копелевые термопары с холодным спаем, измеряющие температуру пористой стенки, устанавливались в глухих сверлениях диаметром 1,2 мм на расстоянии 0,3 мм от внешней поверхности. Термопары, измеряющие температуру вдуваемого газа под пластиной, натягивались на расстоянии 3 мм от внутренней поверхности пористой пластины. Всего устанавливалось 12 пар таких термопар. Теплоизолированный участок изготавливался из листа текстолита, закрепленного на

деревянной теплоизоляции. Для измерения температуры поверхности в текстолит были вставлены медные пробки диаметром 2 мм и длиной 2 мм, в которые были заделаны спаи термопар. Более подробно схема измерений описана в [2].

Все измерения проводились после выхода всех частей модели на стационарный тепловой режим. Время регистрации показаний всех термопар не превышало 15 мин.



Фиг. 3



Фиг. 4

Параметры потока воздуха в рабочей части установки были постоянными: скорость 50 м/сек, температура 290–300° К, число Рейнольдса на 1 см составляло  $3.5 \cdot 10^4$ , температура вдуваемого воздуха не превышала 370° К. Интенсивность вдува  $j = \rho_w w_{w1} / \rho_0 w_0$  изменялась от 0.003 до 0.04. Опыты проводились с двумя длинами проницаемого участка (70 и 35 мм). В последнем случае вдуваемый воздух поступал через три последние секции. Градиент давления в потоке создавался с помощью подвижной нижней стенки рабочей части трубы. В конфузорном режиме измерения проводились при следующих углах сужения канала:  $-5^\circ$ ,  $-10^\circ$ ,  $-15^\circ$ ,  $-30^\circ$ ,  $-45^\circ$ . Максимальный угол  $-45^\circ$  соответствовал изменению давления 15 см. вод. ст. на сантиметр

длины. В диффузорном режиме исследовались три угла расширения канала (5, 10 и 15°).

В рассматриваемом случае изменение безразмерной скорости основного потока вдоль канала можно записать

$$(3) \quad w_0 = \left[ 1 + \frac{\Delta x}{h} \operatorname{tg} \alpha \right]^{-1}, \quad \Delta x = x - x_1$$

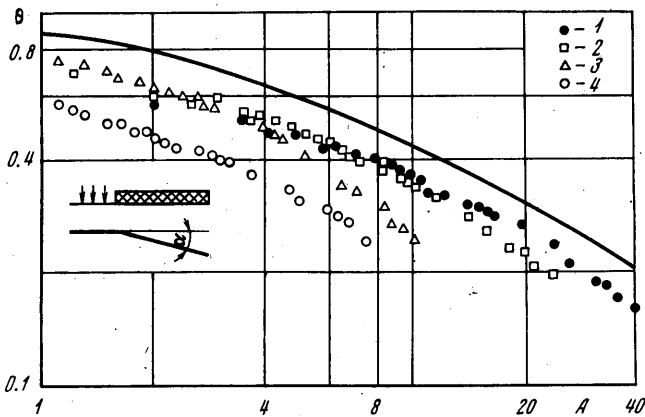
где  $h$  — высота канала,  $\alpha$  — угол наклона нижней стенки. Величина параметра  $A$  в формуле (1) принимает вид

$$A = \frac{\operatorname{Re}_{\Delta x}}{\operatorname{Re}_{w_1}^{2.5} (1 + k_1)^{1.25}} \frac{h}{\Delta x \operatorname{tg} \alpha} \ln \left( 1 + \frac{\Delta x \operatorname{tg} \alpha}{h} \right)$$

$$\operatorname{Re}_{\Delta x} = \frac{\rho_0 w_{01} \Delta x}{\mu_0}$$

Результаты измерений распределения температуры теплоизолированной поверхности в области газовой завесы представлены в виде зависимости  $\theta = f(A)$ .

На фиг. 2 представлен обобщающий график  $\theta = f(A)$  для длины пронизаемой секции  $x_1 = 35$  мм. Результаты опытов вполне удовлетворительно подтверждают за-



Фиг. 5

висимость (1) во всем исследованном диапазоне изменения величины отрицательного градиента давления и интенсивности вдувания.

Данные измерений в расширяющемся канале при  $\alpha = 15^\circ$  и той же длине пронизаемой секции (фиг. 3) также хорошо обобщаются зависимостью (1), если принять  $\beta_{\max} = 7.2$ , при относительно малых интенсивностях вдувания: 1 —  $j = 0.006$ , 2 — 0.011, 3 — 0.020. При увеличении  $j$  до 0.040 (точки 4) происходит резкое ухудшение эффективности завесного охлаждения. Это явление можно объяснить ростом размеров отрывной зоны вниз по потоку за задней кромкой пронизаемой секции.

На фиг. 4 представлены результаты измерения профилей турбулентного пограничного слоя при интенсивности вдувания 0.030 и угле наклона нижней стенки  $15^\circ$ . (Обозначения на фиг. 4 такие же, как и на фиг. 1.) Удлинение пронизаемого участка при неизменной интенсивности вдувания увеличивает размеры отрывной зоны в зоне завесы. Это явление приводит к тому, что эффективность может ухудшаться при более низких величинах  $j$ .

На фиг. 5 представлены результаты измерений  $T_{wa}$  при  $x_1 = 70$  мм и  $\alpha = 15^\circ$ , где 1 —  $j = 0.006$ , 2 — 0.011, 3 — 0.020, 4 — 0.030. Необходимо отметить, что при увеличении длины пронизаемого участка формула (1) хуже описывает экспериментальные данные, при  $x_1 = 70$  мм погрешность расчета может составить 20–25%.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., «Энергия», 1972.
2. Барышев Ю. В., Виноградов Ю. А., Леонтьев А. И., Рождественский В. И. Коэффициенты восстановления на проницаемой поверхности и в области газовой завесы в сверхзвуковом турбулентном пограничном слое. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 2.

УДК 532.527.2

РАСЧЕТ ВТОРИЧНОГО ТЕЧЕНИЯ МЕЖДУ ВРАЩАЮЩИМИСЯ  
ЦИЛИНДРАМИ

И. П. АНДРЕЙЧИКОВ

(Ростов-на-Дону)

Исследуется движение вязкой несжимаемой жидкости между двумя вращающимися концентрическими цилиндрами после потери устойчивости течения Куэтта.

Изучению характера потери устойчивости течения Куэтта вблизи точки ветвления посвящены работы [1-3], где имеются ссылки на ряд работ других авторов. В статье [3] методом Ляпунова - Шмидта рассчитан вторичный стационарный режим движения при малой сверхкритичности.

В настоящей работе вторичный стационарный режим (вихри Тейлора) строится численными методами. Периодические вдоль оси цилиндров решения уравнений Навье - Стокса разыскиваются в виде рядов Фурье. Для коэффициентов получается система обыкновенных дифференциальных уравнений. Краевая задача для этой системы решается путем сведения к задаче Коши. Метод, близкий к использованному, для случая узкого зазора между цилиндрами применялся в [4].

**1. Постановка задачи.** Рассмотрим движение вязкой несжимаемой жидкости между двумя концентрическими цилиндрами радиусов  $r_1$ ,  $r_2$ , вращающимися с угловыми скоростями  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ . Будем искать решения  $2\pi/\alpha$ -периодические вдоль оси цилиндров с заданным волновым числом  $\alpha$ . Расход жидкости через поперечное сечение считается равным нулю.

Безразмерная скорость  $v(r, \theta, z, t) = \{v_r, v_\theta, v_z\}$  и давление  $p(r, \theta, z, t)$  удовлетворяют уравнениям Навье - Стокса,  $R = \omega_1 r_1^2 / \nu$  - число Рейнольдса.

На поверхностях цилиндров заданы условия

$$(1.1) \quad v|_{r=r_1} = \{0, 1, 0\}, \quad v|_{r=r_2/r_1} = \{0, \omega_2 r_2 / \omega_1 r_1, 0\}$$

Кроме этого, должны выполняться равенства

$$(1.2) \quad \int_0^{2\pi} \int_1^{r_2/r_1} v_z(r, \theta, z, t) r dr d\theta = 0$$

$$v, p(r, \theta, z, t) = v, p(r, \theta, z + 2\pi/\alpha, t)$$

Всем этим условиям удовлетворяет течение Куэтта

$$(1.3) \quad v^0(r) = \{0, ar + b/r, 0\}, \quad a = \frac{\omega_2}{\omega_1} + \left( \frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right) \left( \frac{r_2^2}{r_1^2} - 1 \right)^{-1}, \quad b = 1 - a$$

Оно не зависит от числа Рейнольдса  $R$  и определяется параметром  $a$ .

Будем предполагать, что параметры  $\omega_2/\omega_1$  и  $r_2/r_1$  фиксированы и удовлетворяют условию  $a < 0$ . Тогда почти для всех  $\alpha$  существует критическое значение  $R_*$  [1, 2], являющееся точкой бифуркации решений нелинейной системы. При переходе числа Рейнольдса  $R$  через критическое значение  $R_*$  течение (1.3) теряет устойчивость и возникает вторичный стационарный режим - вихри Тейлора. Для малой сверхкритичности вторичный поток устойчив относительно вращательно-симметричных возмущений, его расчет сделан в [3].