

Критериальное соотношение для Nu_0 при $Re < 1000$ ($Re^* < 300Da^{0,5}$) записывается как

$$(5) \quad Nu_0 = c Re^{*0,4} Da^{-0,5},$$

где $Re^* = Re^* Pr$ — приведенное число Пекле. При $Re^* \leq 1$ $c \simeq 0,47$, при $Re^* \geq 2$ $c \simeq 0,44$. Расчетные значения среднего числа Нуссельта и найденные по формулам (4), (5) совпадают с точностью до 7 %.

Таким образом, при параллельных векторах силы тяжести и скорости набегающего потока влияние сил плавучести на теплоотдачу с боковой поверхности цилиндра в щелевом канале сказывается только при разнонаправленных векторах. Обобщающие зависимости (4), (5), полученные на основе большого числа расчетов по предложенной модели течения, учитывающей инерционные эффекты, позволяют оценить величину суммарной теплоотдачи с боковой поверхности тепловыделяющего элемента в щелевом канале при умеренных разностях температур в жидкости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1974.
2. Крюгер П., Отто К. Геотермальная энергия. — М.: Мир, 1975.
3. Жак В. Д., Накоряков В. Е., Сафонов С. А. Обтекание цилиндра в узком зазоре при больших скоростях // ПМТФ. — 1986. — № 2.
4. Накоряков В. Е., Жак В. Д., Сафонов С. А. Обтекание цилиндра в узком зазоре в ламинарном и переходном режимах // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1988. — № 7, вып. 2.
5. Жак В. Д., Мухин В. А., Накоряков В. Е., Сафонов С. А. Распространение затопленной струи в узкой щели // ПМТФ. — 1985. — № 3.
6. Иверсен У. Р. Охлаждение логических схем суперкомпьютера методом полного погружения // Электроника. — 1981. — Т. 54, № 24.
7. Госмен А. Д., Пан В. М., Ранчел А. К. и др. Численные методы исследования течений вязкой жидкости. — М.: Мир, 1972.

г. Новосибирск

Поступила 9/VI 1989 г.,
в окончательном варианте — 12/III 1990 г.

УДК 532.526—536.24

В. П. Лебедев, В. В. Леманов, С. Я. Мисюра, В. И. Терехов

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЩЕЛЕВОЙ ЗАВЕСЫ

Во многих энергетических аппаратах рабочие поверхности испытывают воздействие высокотемпературных газовых потоков. Для тепловой защиты стенок широко используют завесы из охлаждающего газа, подаваемого вдоль обтекаемой поверхности. Степень охлаждения стенок характеризуется эффективностью газовой завесы, определяемой распределением относительной безразмерной температуры адиабатической стенки от места подачи охладителя вниз по потоку. Эффективность газовой завесы хорошо изучена в настоящее время для низкотурбулентных потоков [1]. На практике, в натуральных аппаратах, часто имеет место турбулизированное течение. Так, в камере сгорания ГТД и в газовых турбинах степень турбулентности может достигать 35 % [2]. Турбулентность потока оказывает существенное влияние на процессы трения и теплообмена в пристенных течениях [2]. Сведения о воздействии повышенной турбулентности на защитные свойства газовых завес противоречивы. В одних работах отмечается, что влияние турбулентности сильное, в других — пренебрежимо малое. Так, в [3] эффективность щелевой завесы уменьшается более чем в 2 раза, в [4, 5] — менее чем на 30 %. Причинами расхождения опытных данных могут быть разные условия проведения экспериментов. Например, в [3] в качестве адиабатической поверхности использовалась стенка металлической трубы, вдув охладителя осуществлялся вблизи турбулизирующей решетки, течение могло не сформироваться равномерное течение, а степень турбулентности в опытах определялась расчетным методом. Противоречивыми результаты могут быть также вследствие разного уровня начальной турбулентности. В [3—5] не приводятся полных данных о средних и пульсационных характеристиках на участке до рабочего канала и на его входе, что также не позволяет достаточно точно сопоставить результаты опытов разных авторов. Сказанное свидетельствует о необходимости проведения новых экспериментов, которые могли бы дополнить имеющиеся

сведения об эффективности газовых завес при различном уровне турбулентности основного потока и более полно раскрыть физику происходящего процесса.

Цель данной работы — изучение влияния повышенной турбулентности набегающего потока на эффективность щелевой газовой завесы.

Опыты выполнены в широком диапазоне уровня начальной турбулентности. Подробно исследованы параметры потока на входе в рабочий участок: профили осредненной и пульсационной составляющей скорости, интегральный масштаб турбулентности. Получены данные по вырождению интенсивности турбулентности по длине канала при различных параметрах вдува газа. Представлена методика учета высокой внешней турбулентности для расчета эффективности газовой завесы.

Эксперименты проведены в аэродинамической трубе непрерывного действия (рис. 1). Опытная установка состоит из следующих основных частей: 1 — диффузор, 2 — выравнивающая сетка, 3 — форкамера, 4 — турбулизатор, 5 — конфузор, 6 — разделяющая вставка, 7 — камера вдува, 8 — цилиндрический опытный участок. Степень поджатия потока в конфузоре $n = 7,2$. Рабочий канал изготовлен из текстолита, его внутренний диаметр 80 мм, длина 320 мм. Толщина стенок цилиндрического участка 20 мм. Для организации завесы в установке предусмотрена камера подачи вдуваемого газа. На входе в рабочий участок имеется кольцевая тангенциальная щель высотой 2 мм, через которую подается вторичный поток газа. Разделяющая потоки вставка изготовлена из капролона, толщина разделяющей кромки 0,2 мм.

Эксперименты выполнены в следующем диапазоне параметров: скорость основного потока воздуха $u_0 = 15$ м/с, параметр вдува вторичного потока воздуха $m = \rho_s u_s / \rho_0 u_0 = 0,3 \div 0,6$, интенсивность турбулентности набегающего потока на входе в рабочий участок $Tu_0 = \sqrt{\langle u'^2 \rangle} / u_0 \approx 0,2 \div 15$ %, температура основного и вдуваемого газа соответственно $T_0 = 292$ К, $T_s = 360$ К.

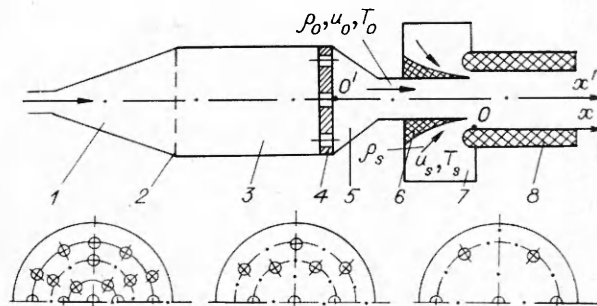
Измерение температуры основного потока производилось термопарами, расположенными на оси форкамеры. Температура вторичного течения определялась термопарами, установленными на выходе камеры вдува, а температура стенки канала — 19 хромель-копелевыми термопарами, изготовленными из проволоки диаметром 0,2 мм.

Динамические характеристики потока воздуха измерялись термоанемометром постоянной температуры DISA 55M со стандартным мостом 55M10, для чего применялся одноточечный зонд 55P11 с диаметром нити 8 мкм. Нить располагалась перпендикулярно направлению потока. Для перехода от электрических величин к значению скорости использовалась зависимость [6]

$$(1) \quad E^2 = A + BU^n,$$

где коэффициенты A и B находились методом наименьших квадратов по экспериментальным значениям скорости U и напряжения E . Проведенный анализ показал, что погрешность в значении E^2 , определенном по зависимости (1) с показателем степени $n = 0,5$ (закон Кинга) и $n = 0,4 \div 0,6$, практически одна и та же. В связи с этим для тарировки использовалась зависимость Кинга.

Сбор и обработка экспериментальных данных по измерению температуры, средней скорости, степени турбулентности и других характеристик осуществлялись с помощью автоматизированной системы [7]. Она состоит из следующих основных частей: термоанемометрическая аппаратура фирмы «DISA Elektronik», измерительно-вычислительный комплекс ИВК-2 с миниЭВМ СМ-4, периферийная микроЭВМ «Электроника-60», аппаратура в стандарте



Р и с. 1

КАМАК, термопары, координатное устройство. Перемещение датчика термоанемометра проводилось с помощью двухкомпонентного координатного устройства с шагом 0,02 мм.

Первоначально изучались динамические характеристики потока на входе в рабочий участок. Для этого измерены поле скорости и поле пульсаций скорости основного потока при низкой интенсивности турбулентности в сечении среза щели. Измерения показали хорошую равномерность этих полей (максимальная неравномерность не превышала 2 %). В этом же сечении были измерены профили скоростей в пограничном слое, которые хорошо описывались степенной зависимостью с показателем $1/n = 1/7$, характеризующим развитый турбулентный пограничный слой. Определенная по этим измерениям толщина вытеснения пограничного слоя основного потока в сечении среза щели составила 0,37 мм.

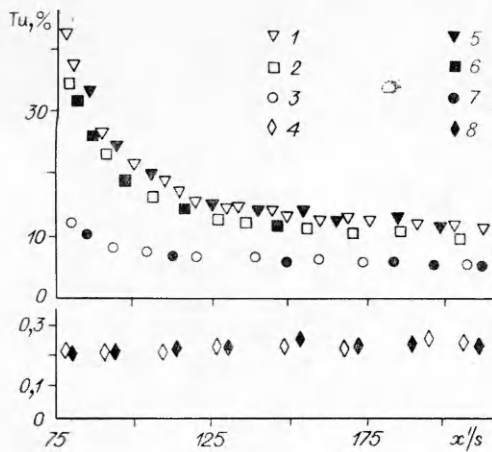
Повышенная турбулентность основного потока создавалась генераторами турбулентности в виде дисков с отверстиями. Схема турбулизаторов приведена на рис. 1. Турбулизаторы выполнены по рекомендациям [2]. Толщина диска 4 мм, диаметр отверстий $d = 10$ мм. По-видимому, два характерных размера (диаметр отверстия и расстояние между отверстиями) являются определяющими при генерации масштабов турбулентности. Различная степень турбулентности Tu получалась за счет изменения числа отверстий в турбулизаторе. Несомненно, на изменение масштаба турбулентности оказывает влияние конфузур, который значительно деформирует наиболее крупные вихри. Максимальная интенсивность турбулентности по продольной компоненте пульсаций скорости достигала 15 % на входе в рабочий участок, несмотря на интенсивное подавление пульсаций в конфузуре. Благодаря поджатию потока в конфузуре в сечении кромки щели имеются равномерные профили u_0 и Tu_0 . По результатам измерений продольной компоненты пульсаций скорости на срезе щели построен спектр энергии турбулентности, в котором отсутствовали дискретные выбросы. По полученным спектрам энергии определен интегральный масштаб турбулентности L . При $Tu_0 \approx 7 \div 15$ %, $u_0 \approx 15$ м/с $L \approx 6 \div 10$ мм, что отвечало характерным размерам турбулизаторов.

Характер вырождения турбулентности вдоль оси канала представлен на рис. 2. Начало оси x' отвечает месту расположения турбулизатора (см. рис. 1). Координате среза щели на рис. 2 соответствует значение $x'/s = 132$. Изменение степени турбулентности по длине канала в потоке с различной начальной Tu_0 показано при $u_0 = 15$ м/с без вдува газа (точки 1—4) и со вдувом (точки 5—8). Обозначение опытных точек отвечает турбулизаторам со следующим количеством отверстий: 1, 5 — 7 отверстий; 2, 6 — 13; 3, 7 — 25. Видно, что значительное вырождение интенсивности турбулентности происходит до среза щели. Далее по длине канала Tu меняется слабо. Минимальная интенсивность турбулентности ($Tu \approx 0,2$ %) достигалась заменой турбулизатора сеткой, при этом Tu практически не изменяется по длине канала (рис. 2, нижний график). Из рис. 2 также видно, что вдув газа ($m \approx 0,6$) практически не влияет на распределение Tu вдоль оси канала при различной начальной турбулентности.

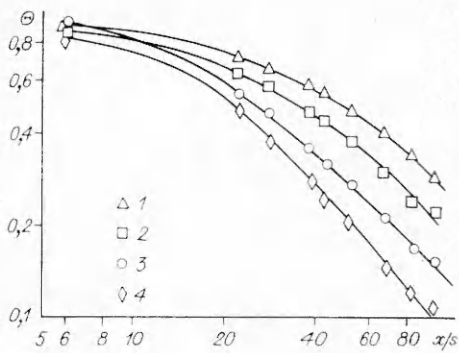
Большинство опубликованных исследований по вырождению энергии турбулентности проведено с использованием генераторов турбулентности в виде решеток. Для таких генераторов во многих случаях затухание энергии уже на небольших расстояниях от решетки соответствует закону [8]

$$(2) \quad 1/Tu^2 = C(X - X_0)^N$$

(C , X_0 , N — константы). Для турбулизаторов типа «перфорированная шайба», которые использовались в настоящей работе, выбор зависимости для описания вырождения энергии турбулентности проблематичен, так как турбулизаторы подобного вида имеют несколько характерных размеров, каждый из которых влияет на генерацию и вырождение Tu . Однако, как показали наши исследования, зависимость (2) может быть применена



Р и с. 2



Р и с. 3

и к турбулизаторам данной работы. По результатам экспериментов методом наименьших квадратов находились коэффициенты в зависимости (2) для турбулизаторов с различным количеством отверстий. Коэффициенты представлены в табл. 1 (экспериментальные значения обрабатывались при $x'/s \approx 90 \div 250$).

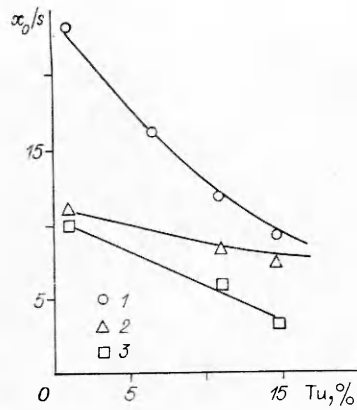
Эффективность газовой завесы $\Theta = (T_w - T_0)/(T_s - T_0)$ определялась по значению измеренной температуры T_w поверхности цилиндрического канала. Результаты опытов по эффективности газовой завесы представлены на рис. 3 при $u_0 = 15$ м/с, $m = 0,57$ ($Tu_0 = 0,2; 7; 12; 15$ % — точки 1—4). Видно, что с увеличением интенсивности турбулентности с 0,2 до 15 % защитные свойства щелевой завесы значительно ухудшаются по всей длине рабочего участка. Уменьшение Θ наблюдается уже при незначительном повышении степени турбулентности. Так, при $Tu \approx 7$ % имеется заметное отклонение опытных точек от данных низкотурбулентного потока с $Tu \approx 0,2$ %. С ростом степени турбулентности уменьшение Θ становится более сильным, например, при $Tu \approx 15$ % (по сравнению с $Tu \approx 0,2$ %) более чем в 2 раза.

Характерная особенность при воздействии повышенной турбулентности на завесу — сильное влияние Tu на длину начального участка. Это показано на рис. 4, где точки 1, 2 отвечают $m = 0,57; 0,28$, 3 — результаты [9]. Начальный участок x_0 определялся из графика зависимости $\Theta = f(x/s)$ (рис. 3) путем пересечения координаты $\Theta = 1$ с прямой, проходящей через экспериментальные точки, которые хорошо аппроксимируются линейной зависимостью в логарифмических координатах [10]. При увеличении интенсивности турбулентности длина начального участка уменьшается. Аналогичный характер влияния турбулентности наблюдался в затопленной струе в [9]. Как показали наши эксперименты, с ростом параметра вдува x_0 сильнее зависит от Tu . Так, при $m = 0,57$ изменение Tu от 0,2 до 15 % приводит к уменьшению длины начального участка в 2,5 раза, а при $m = 0,28$ — только в 1,4 раза.

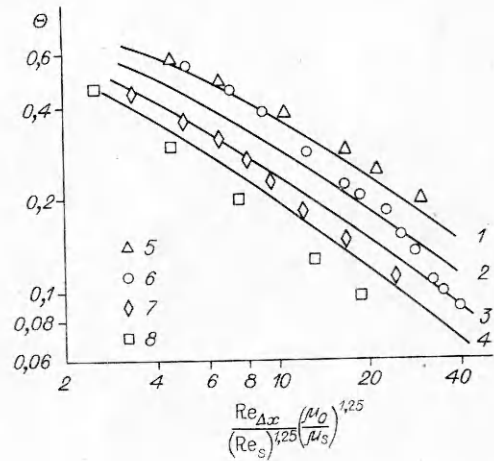
На рис. 5 экспериментальные данные по влиянию Tu на эффективность завесы представлены в обобщенных координатах. Опытные точки имеют следующие обозначения: 5 — $Tu_0 \approx 0,2$ %, 6 — 9 % [4], 7 — 15 %, 8 — 22 % [3]. Видно, что и в обобщенных координатах опытные

Т а б л и ц а 1

Количество отверстий в турбулизаторе	Tu , %	C	X_0 , м	N
25	7	1270,1	0,059	1,1
13	12	69,0	0,058	1,6
7	15	72,4	0,068	1,4



Р и с. 4



Р и с. 5

точки при повышенной степени турбулентности лежат ниже точек при низкой турбулентности.

Для описания полученных экспериментальных результатов воспользуемся асимптотической теорией пограничного слоя Кутателадзе — Леонтьева [11]. Выражение для эффективности щелевой газовой завесы на адиабатической стенке имеет вид [11]

$$(3) \quad \Theta = \left[1 + A \frac{\text{Re}_{\Delta x}}{\text{Re}_s^{1,25}} \left(\frac{\mu_0}{\mu_s} \right)^{1,25} \right]^{-0,8}$$

где $A = 0,016\beta^{1,25}\Psi$; $\text{Re}_{\Delta x} = \rho_0 u_0 \Delta x / \mu_0$; $\text{Re}_s = \rho_s u_s s / \mu_s$; $\Delta x = x - x_0$. Коэффициент $\beta = (\delta_T^{**})_{\text{ад}} / (\delta_T^{**})_{\Delta T = \text{const}}$ учитывает деформацию поля температуры при развитии пограничного слоя на адиабатической стенке по сравнению с течением вдоль стенки с теплообменом. При $x \rightarrow \infty$ β стремится к своему максимальному значению [11]:

$$(4) \quad \beta \rightarrow \beta_{\text{max}} = \int_0^{\delta} \frac{\rho u}{\rho_0 u_0} dy \left| \int_0^{\delta} \frac{\rho u}{\rho_0 u_0} \left(1 - \frac{T - T_w}{T_0 - T_w} \right) dy \right.$$

Как видно, при несжимаемом квазизотермическом течении β зависит от распределения скорости в пограничном слое. При стандартных условиях течения (безградиентный несжимаемый изотермический поток с низким уровнем турбулентности) профиль скорости имеет степенной вид с показателем степени $1/n = 1/7$, а $\beta = 9$.

Относительная функция теплообмена $\Psi = (\text{St}/\text{St}_0)_{\text{Re}_T}^{**}$ учитывает изменение критерия Стентона под влиянием возмущающих факторов в рассматриваемых условиях течения по сравнению со стандартными, когда $\Psi = 1$. В стандартных условиях течения с учетом указанных значений β и Ψ в выражении (3) $A = 0,25$. Расчет по формуле (3) при $A = 0,25$ ($\beta = 9$, $\Psi = 1$) нанесен в виде кривой 1 на рис. 5. Из графика видно, что при низкой интенсивности турбулентности опытные точки удовлетворительно обобщаются этой кривой.

При повышенной степени турбулентности наблюдается деформация профиля скорости в пограничном слое, он становится более заполненным. По опытным данным различных авторов [2, 4, 12, 13], а также по результатам настоящих исследований можно предложить следующее интерполяционное выражение для определения показателя степени n в профиле скорости в зависимости от интенсивности турбулентности:

$$(5) \quad n = n_0 + bTu$$

$$(n_0 = 5,5, b = 0,43).$$

Таблица 2

Tu, %	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22
n	7,2	8,1	8,9	9,8	10,7	11,5	12,4	13,2	14,1	15,0
Ψ	1,03	1,05	1,07	1,09	1,1	1,12	1,14	1,15	1,17	1,19
β	9,2	10,1	10,9	11,8	12,7	13,5	14,4	15,2	16,1	17,0
A	0,26	0,3	0,34	0,38	0,42	0,46	0,51	0,55	0,6	0,66

Повышенная внешняя турбулентность вызывает, как известно, интенсификацию процессов переноса тепла в пограничном слое. В этих условиях относительная функция теплообмена отлична от единицы и может быть определена по зависимости [14]

$$(6) \quad \Psi = \Psi_{Tu} = 1 + 0,0085Tu.$$

Таким образом, при повышенной турбулентности потока в уравнении (3) коэффициент β следует определять с учетом изменения показателя степени в профиле скорости по соотношению (5), а функцию Ψ вычислять по зависимости (6). В табл. 2 приведены значения параметров n , β , Ψ и A , определенных по соотношениям (4)–(6) для некоторых величин степени турбулентности Tu . Как видно из таблицы, наибольшее влияние на Θ оказывает коэффициент β , влияние функции теплообмена Ψ незначительно в широком диапазоне Tu .

Для опытных точек 7 на рис. 5 $\beta \simeq 14$, $\Psi \simeq 1,13$, $A = 0,49$. Как видно, расчет по формуле (3) (кривая 3) с учетом указанных значений коэффициентов удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

Выше отмечено, что повышенная степень турбулентности влияет также на длину начального участка x_0 , уменьшая ее. Однако влияние x_0 на $Re_{\Delta x}$ (особенно на больших расстояниях от щели) слабое и при расчете эффективности завесы по формуле (3) не учитывалось. Для определения эффективности завесы при $Tu_0 \simeq 9\%$ в (3) $A = 0,36$. Расчет по формуле (3) при $A = 0,36$ представлен на рис. 5 кривой 2. Некоторое расхождение расчета и точек 6 может быть объяснено условиями экспериментов [4]. Завеса в этой работе создавалась при наличии длинного предвключенного динамического участка. Для $Tu_0 \simeq 22\%$ были найдены β , Ψ (см. табл. 2) и с использованием их значений построена кривая 4. Из рис. 5 видно, что расчет в общем правильно отражает экспериментальные результаты.

Таким образом, учитывая влияние интенсивности турбулентности на профиль скорости и перенос теплоты в формуле (3), можно рассчитать эффективность щелевой завесы в высокотурбулентном потоке. Для более точного описания изучаемого процесса необходимы дополнительные данные по турбулентным характеристикам (в частности, по масштабам).

ЛИТЕРАТУРА

1. Волчков Э. П. Пристенные газовые завесы.— Новосибирск: Наука, 1983.
2. Дыбан Е. П., Эпик Э. Я. Тепломассообмен и гидродинамика турбулизированных потоков.— Киев: Наук. думка, 1985.
3. Carlson L. W., Talmor E. Gaseous film cooling at various degrees of hot-gas acceleration and turbulence levels // Intern. J. Heat Mass Transfer.— 1968.— V. 11, N 11.
4. Васечкин В. Н., Миронов Б. П., Ярыгина Н. И. Эффективность пористой и щелевой завес в потоках с различным уровнем турбулентности.— Новосибирск, 1983.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТ; № 103).
5. Глазков В. В., Гусева М. Д., Жестков Б. А., Лукаш В. П. О влиянии начальной турбулентности на эффективность охлаждения проницаемых стенок // ИФЖ.— 1979.— Т. 39, № 6.
6. Хинце И. О. Турбулентность.— М.: Физматгиз, 1963.
7. Леманов В. В., Мисюра С. Я. Автоматизация термоанемометрических измерений // Автоматизация научных исследований в теплофизике и теплоэнергетике.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1989.
8. Бэтчелор Дж. К. Теория однородной турбулентности.— М.: ИЛ, 1955.

9. **Абрамович Г. Н.** Теория турбулентных струй.— М.: Наука, 1984.
10. **Seban R. A.** Heat transfer and effectiveness for a turbulent boundary layer with tangential fluid injection // Trans. ASME. Ser. C.— 1960.— N 4.
11. **Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И.** Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое.— М.: Энергоатомиздат, 1985.
12. **Пядишюс А., Шланчяускас А.** Турбулентный теплоперенос в пристенных слоях.— Вильнюс: Моклас, 1987.
13. **Charnay G., Comte-Bellot G., Mathieu J.** Development of a turbulent boundary layer on a flat plate in an external turbulent flow // Proc. AGARD Conf.— 1971.— N 93.— Paper 27.— P. 27.1.
14. **Мамонов В. Н.** Теплообмен на проницаемой пластине при повышенной степени турбулентности набегающего потока // Турбулентный пограничный слой при сложных граничных условиях.— Новосибирск: Наука, 1977.

г. Новосибирск

Поступила 26/1 1990 г.

УДК 532.526

А. А. Коваленко, И. И. Липатов

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДА ОТ ЗАКРИТИЧЕСКОГО К ДОКРИТИЧЕСКОМУ РЕЖИМУ ВЯЗКО-НЕВЯЗКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СЛЕДЕ ЗА ПЛАСТИНОЙ

1. В классической теории Прандтля предполагается, что внешнее невязкое течение не зависит от течения в пограничном слое. Однако это предположение не всегда справедливо. Так, на некоторых режимах гиперзвукового обтекания тел наблюдается сильная взаимозависимость невязкого и вязкого течений (режимы умеренного и сильного взаимодействия [1]).

Математическая формулировка задачи для режима сильного вязко-невязкого взаимодействия отличается от формулировки классической задачи пограничного слоя. Параболическая система уравнений пограничного слоя при учете индуцированного в процессе взаимодействия градиента давления приобретает свойство слабой эллиптичности. Это свойство есть математическое отражение физического процесса распространения возмущений вверх по потоку. Изучение решений задачи, описывающей течение в режиме сильного взаимодействия, показало, что возмущения могут распространяться вверх по потоку на расстояния, сравнимые с длиной обтекаемого тела. Течения с таким характером распространения возмущений принято называть течениями с взаимодействием докритического типа [2]. Вместе с тем были выявлены и такие ситуации, при которых протяженность области распространения возмущений ограничена несколькими толщинами пограничного слоя. Такая локализация возмущений характерна для течений с взаимодействием закритического типа [3]. Исследования показали, что параметром, определяющим характер распространения возмущений, а тем самым и тип взаимодействия, является некоторое среднинегальное число Маха в пограничном слое. Этот параметр, полученный ранее при изучении внутренних невязких течений, называется критерием Пирсона [4].

В условиях, когда вязко-невязкое взаимодействие играет определяющую роль, в течениях могут присутствовать области с взаимодействием как докритического, так и закритического типов. Именно такая ситуация наблюдается при гиперзвуковом симметричном обтекании пластины конечной длины и нулевой толщины, рассматриваемом в настоящей работе. Здесь взаимодействие докритического типа реализуется в пограничном слое около пластины и на небольшом расстоянии в следе за ней. Постепенный разгон газа под действием сил вязкости около задней кромки приводит к тому, что в некотором сечении следа среднинегальное число Маха оказывается равным единице (критерий Пирсона обращается в нуль). Ниже по течению от этого сечения реализуется взаимодействие закритического типа.

Описанный процесс имеет много общего с одномерным течением невязкого газа в сопле Лавалы, в котором поток плавно разгоняется от дозвуковой скорости на входе в сопло до сверхзвуковой на выходе из него. Из теории одномерного течения невязкого газа известно также, что превышение определенного уровня давления на выходе из сопла приводит к переходу течения из сверхзвукового в дозвуковое с формированием на заднем его срезе скачка уплотнения. Дальнейшее повышение давления сопровождается перемещением скачка навстречу потоку к критическому сечению сопла.

В настоящей работе изучено влияние повышения давления в сечении следа, соответствующем правой границе расчетной области, на характер всего течения. Повышение давления в следе может быть вызвано присутствием тела в следе за пластиной или падением скачка уплотнения на след. Установлено, что задание в следе давления, превышающего некоторое значение, приводит к формированию решения, которое можно трактовать как разрывное. Такой «скачок» сопровождается сменой типа взаимодей-