

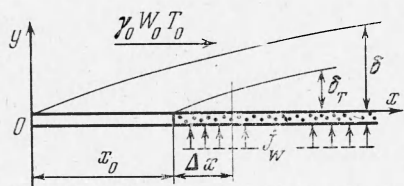
**ВЛИЯНИЕ ПРЕДВКЛЮЧЕННОГО ДИНАМИЧЕСКОГО УЧАСТКА
НА ТЕПЛОБМЕН В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ
СО ВДУВОМ**

Э. П. Волков, В. К. Козьменко, В. П. Лебедев

(Новосибирск)

Приводятся результаты исследования влияния начального динамического участка на теплообмен при вдуве. Полученные экспериментальные данные показали, что предвключенный участок может оказывать существенное влияние на теплообмен. Предлагаемый метод основан на использовании относительных законов теплообмена, при этом влияние начального участка учитывалось через число Стантона на непроницаемой поверхности. Расчет находится в удовлетворительном соответствии с полученными экспериментальными данными, а также с опытными данными других авторов.

Одним из эффективных методов защиты поверхностей от воздействия высокотемпературных потоков газа является вдув охладителя через пористую стенку. Вдув может осуществляться через всю поверхность, омываемую горячим газом, или только через некоторый ее участок. На практике часто имеет место неравномерное распределение теплового потока на стенке, поэтому наиболее вероятным является второй случай подачи охладителя. При этом вдув может осуществляться через тот участок поверхности, где имеется максимальный тепловой поток (например, в критическом сечении сопла). В этом случае перед пористым участком нарастает начальный динамический слой, который может оказывать существенное влияние на теплообмен при вдуве. Экспериментальные данные различных авторов по теплообмену, когда вдув осуществлялся через



Фиг. 1

всю поверхность, несколько расходятся. Одним из возможных факторов такого несоответствия также может быть наличие предвключенного динамического участка, который не учитывается при обработке экспериментальных данных. В связи с этим встает вопрос об исследовании влияния начального динамического участка на теплообмен в турбулентном пограничном слое со вдувом.

В отчете ¹ и работе [1] рассматривается этот вопрос и отмечается существенное влияние предвключенного участка на теплообмен. Однако результаты этих авторов не полностью соответствуют друг другу и требуются дальнейшие исследования.

В данной статье приводятся результаты экспериментального исследования теплообмена в турбулентном пограничном слое на пористой пластине с начальным динамическим участком. Схема вдува показана на фиг. 1. Опыты были проведены в дозвуковой аэродинамической трубе. Рабо-

¹ Whitten D. G., Kays W. M., Moffat R. J. The turbulent boundary layer on a porous plate: experimental heat transfer with variable suction, blowing and surface temperature. Report No. HMT-3, Thermosciences Division, Department Mech. Engng, Stanford Univ., December 1967.

чий канал имеет размеры $110 \times 110 \times 1300 \text{ мм}^3$. Воздух основного потока подается в рабочий канал через профилированное сопло. Нижняя стенка канала пористая, с секционным подводом вдуваемого воздуха. Каждая секция изготовлена из текстолита. Разделяющие секции перегородки также текстолитовые. Пористые пластины изготовлены из нержавеющей стали, имеют толщину 6 мм и пористость $\sim 70\%$. Экспериментально определенная полная полусферическая степень черноты $\varepsilon = 0.6$.

Измерения проницаемости показали хорошую равномерность вдува. Температура пористой стенки измерялась нихром-константановыми термопарами, выполненными из проволоки диаметром 0.2 мм. Термопары зачеканивались на наружной поверхности пористой пластины. На обратной стороне пластины место выхода термопарной проволоки заклеивалось эпоксидной смолой во избежание непосредственного попадания вдуваемого горячего воздуха на термопарный спай. Термопары располагаются вдоль поверхности пористой стенки по центральной линии. В некоторых сечениях по ширине пластины закреплялись три термопары.

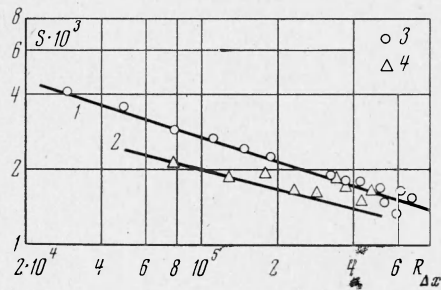
Регулирование расхода вдуваемого воздуха осуществлялось с помощью редукторов. Расход вторичного воздуха измерялся ротаметрами типа РС-5. При прохождении по системе трубопроводов от ротаметров до секций с пористыми пластинами воздух нагревался в специальных электронагревателях. С целью более равномерного распределения вторичного воздуха по всей пластине внутри каждой секции устанавливался перфорированный распределитель. Температура вдуваемого воздуха измерялась термопарой перед перфорированным распределителем.

На этой экспериментальной установке сначала были проведены опыты на непроницаемой пластине (результаты представлены в работе [2]). В этих опытах динамические характеристики течения газа и теплообмен подтвердили наличие развитого турбулентного пограничного слоя. Экспериментальные значения коэффициентов трения и теплообмена соответствовали общепринятым расчетным значениям.

Первая серия опытов на пористой пластине заключалась в определении коэффициента теплообмена в турбулентном пограничном слое, когда вдув начинался от передней кромки пластины. Было проведено десять опытов при квазиизотермических условиях и $\dot{J}_w = \text{const}$. При этом относительная скорость вдува изменялась от $1.2 \cdot 10^{-3}$ до $8.1 \cdot 10^{-3}$. Скорость основного потока была 20–40 м/сек. Результаты некоторых опытов по теплообмену приводятся на фиг. 2 при $\dot{J}_w/\gamma_0 W_0 = 2.9 \cdot 10^{-3}$ (опытные точки 3), а также на фиг. 3 (опытные точки 3) и на фиг. 4 (опытные точки 2 при $\dot{J}_w/\gamma_0 W_0 = 2.9 \cdot 10^{-3}, 4.58 \cdot 10^{-3}, 6.75 \cdot 10^{-3}$). Все экспериментальные точки удовлетворительно согласуются с предельным относительным законом теплообмена (кривые 1), полученным при условии $\dot{J}_w = \text{const}$ [3,4]

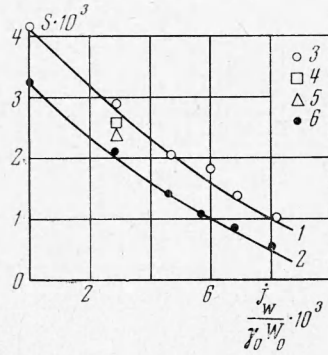
$$\Psi_{b'} = \left(1 - \frac{b_\tau}{b_{\tau*}}\right)^2 \left(1 + \frac{b_\tau}{b_{\tau*}}\right)^{-0.2}, \quad \Psi_{b'} = \frac{S}{S_0} \frac{1}{\Psi_i^{0.8}}, \quad \Psi_i = \left(\frac{2}{\sqrt{\Psi} + 1}\right)^2 \quad (1)$$

Здесь S/S_0 — отношение локального числа Стантона при наличии вдува к числу Стантона на непроницаемой плоской пластине, обтекаемой безградиентным квазиизотермическим потоком газа (отношение берется при

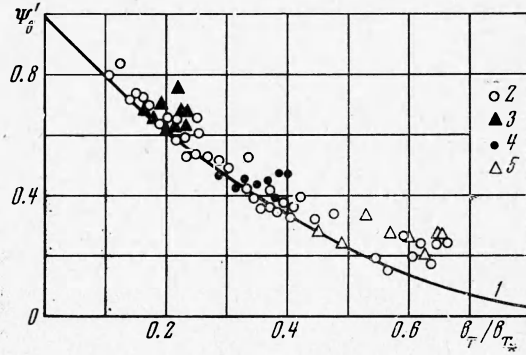


Фиг. 2

одинаковых значениях числа R_x), Ψ_t учитывает влияние неізотермичности на теплообмен, $\psi = T_w/T_0$ — температурный фактор, $b_T = \dot{J}_w/\gamma_0 W_0 S_0$ — параметр проницаемости стенки (S_0 берется при таком же R_T^{**} , что и в случае со вдувом), $\dot{J}_w = \gamma_w V_w$ — массовая скорость вдува газа через стенку.



Фиг. 3



Фиг. 4

Критический параметр проницаемости стенки b_{T*} рассчитывается с учетом неізотермичности и конечности числа Рейнольдса по формуле [4]

$$b_{T*} = \frac{1}{\psi - 1} \left(\arccos \frac{2 - \psi}{\psi} \right)^2 \left(1 + \frac{0.83}{R_T^{**0.14}} \right) \quad (\psi > 1) \quad (2)$$

Значения S_0 вычислялись по формулам [2], экспериментально полученным на непроницаемой плоской пластине

$$S_0 = 0.032 R_x^{-0.2} P^{-0.6} \quad (3)$$

$$S_0 = 0.0143 R_T^{** - 0.25} P^{-0.75} \quad (4)$$

Необходимая при расчете связь между R_T^{**} и R_x получена следующим образом. Интегральное соотношение энергии при квазиізотермическом течении газа вдоль пористой поверхности можно записать в виде

$$\frac{d(R_T^{**} \Delta T)}{\Delta T dX} = \left(\frac{\dot{J}_w}{\gamma_0 W_0} + S \right) R_L \quad (5)$$

Здесь $\Delta T = T_w - T_0$, $X = x/L$, L — характерный линейный размер, R_L — число Рейнольдса, построенное по L , T_w — температура пористой стенки, T_0 — температура на внешней границе пограничного слоя.

Интегрируя уравнение (5) с учетом того, что $\dot{J}_w = \text{const}$ и

$$S = \frac{q_w}{\gamma_0 W_0 c_p (T_w - T_0)} = \frac{\dot{J}_w (T_1 - T_w)}{\gamma_0 W_0 (T_w - T_0)} \quad (6)$$

получаем

$$\frac{T_w - T_0}{T_1 - T_0} = \frac{\dot{J}_w}{\gamma_0 W_0} \frac{R_x}{R_T^{**}} \quad (7)$$

где T_1 — температура вдуваемого воздуха. С другой стороны, известно [4], что

$$\Psi_b = \frac{T_1 - T_w}{T_w - T_0} b_T \quad (8)$$

откуда после некоторых преобразований получаем

$$\frac{T_w - T_0}{T_1 - T_0} = \frac{b_T}{b_T + \Psi_b} \quad (9)$$

Здесь

$$\Psi_b = \frac{S}{S_0} = \left(1 - \frac{b_T}{b_{T*}}\right)^2 \quad (10)$$

$$b_T = \frac{j_w}{\gamma_0 W_0 S_0} \quad (11)$$

Используя соотношения (7), (9), (10), (11) и (4), получаем окончательное относительно простое выражение для связи R_T^{**} и R_T

$$R_x = \frac{R_T^{**1.25} P^{0.75}}{0.0143 [(1 - \alpha/b_{T*})^2 + \alpha]} \left(\alpha = \frac{j_w}{\gamma_0 W_0} \frac{R_T^{**0.25} P^{0.75}}{0.0143} \right) \quad (12)$$

В тарировочных опытах измерялись также профили скорости в турбулентном пограничном слое, которые находятся в хорошем соответствии с расчетом по предельной зависимости [5]

$$\omega \approx 1 - \sqrt{\Psi_b + b_T} (1 - \omega_0) + 1/4 b_T (1 - \omega_0)^2 \quad (13)$$

Здесь $\omega = W/W_0$, W — продольная скорость в данной точке пограничного слоя, W_0 — скорость на внешней границе пограничного слоя, ω_0 — относительная скорость в пограничном слое на непроницаемой поверхности.

Далее были проведены опыты по исследованию влияния начального динамического участка на теплообмен при вдуве. В работе [6] на основе гипотезы о консервативности закона теплообмена был проведен анализ влияния начального адиабатического участка на теплообмен на непроницаемой пластине. Было показано, что это влияние выражается через отношение толщины потери импульса к толщине потери энергии в рассматриваемом сечении. Иначе говоря, учет этого влияния сказывается на величине начальной толщины потери импульса в сечении $x = x_0$

$$S_0^\circ = 0.032 R_{\Delta x}^{-0.2} P^{-0.6} \left[1 + \frac{R_0^{**1.25}}{A(m+1) R_{\Delta x}} \right]^{-0.086} \quad (A = 0.0143, m = 0.25) \quad (14)$$

$$S_0^\circ = 0.0143 R_T^{** - 0.25} P^{-0.75} \left[1 + \left(\frac{R_0^{**}}{R_T^{**}} \right)^{1.25} \right]^{-0.114} \quad (15)$$

Справедливость этих формул была подтверждена экспериментально [2].

В данных опытах изменение начальной толщины потери импульса δ_0^{**} достигалось варьированием вдува через первую секцию воздуха с температурой, равной температуре основного потока. В результате число Рейнольдса, построенное по толщине потери импульса в конце предвключенного участка, изменялось в пределах $R_0^{**} = 940 - 3180$. Было проведено четырнадцать опытов в квазиизотермических условиях с начальным участком (см. фиг. 1). Относительная скорость вдува изменялась от $2 \cdot 10^{-3}$ до $7.98 \cdot 10^{-3}$. Температура воздуха основного потока была $\sim 30^\circ \text{C}$, а вдуваемого $110 - 115^\circ \text{C}$. Конвективный тепловой поток на стенке определялся из баланса энергии на поверхности пористой пластины. При этом учи-

тывался лучистый тепловой поток, который составлял $\sim 10-20\%$ конвективного. Экспериментальное значение числа Стантона определялось из соотношения

$$S = \frac{J_w c_{p1} (T_1 - T_w) - q_1}{\gamma_0 W_0 c_{p0} (T_w - T_0)} \quad (16)$$

где q_1 — лучистый тепловой поток, $\gamma_0 c_{p0}$ — удельный вес и удельная теплоемкость при постоянном давлении основного потока, c_{p1} — удельная теплоемкость вдуваемого газа.

Экспериментальное число Рейнольдса, построенное по толщине потери энергии, находилось из интегрального соотношения энергии (при $J_w = \text{const}$)

$$R_T^{**} = \frac{J_w c_{p1} (T_1 - T_0) - q_1}{g \mu c_{p0} (T_w - T_0)} \Delta x \quad (17)$$

Здесь Δx — расстояние вдоль пористой поверхности, отсчитываемое от начала теплового пограничного слоя, μ — коэффициент динамической вязкости.

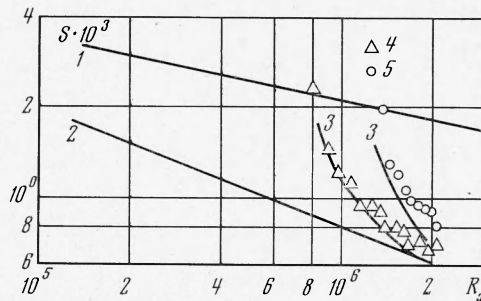
Проведенные опыты показали, что экспериментальные значения S для случая вдува с начальным динамическим участком отличаются от значений числа Стантона без начального участка, взятых при тех же значениях $R_{\Delta x}$. На фиг. 2 показано сравнение экспериментальных значений числа Стантона по длине пористой пластины для случая теплообмена с начальным участком (опытные точки 4) и без начального участка (опытные точки 3). При этом величина относительного вдува $J_w / \gamma_0 W_0 = 2.9 \cdot 10^{-3}$, а $R_0^{**} = 3180$. Число Рейнольдса $R_{\Delta x}$ строилось по Δx , отсчитываемому от начала теплового пограничного слоя. Из приведенного графика видно, что имеется существенное влияние начального динамического участка на теплообмен. На фиг. 3 дается сравнение чисел Стантона при вдуве с начальным участком (опытные точки 4, 5 и 6) и без начального участка (опытные точки 3) при различных значениях относительного вдува $J_w / \gamma_0 W_0$. При этом число Рейнольдса $R_0^{**} = 940, 2460, 3180$ для опытных точек 4, 5, 6 соответственно. Экспериментальные числа S взяты для значений $R_{\Delta x} = 7.1 \cdot 10^4 - 7.6 \cdot 10^4$. Этот график показывает, что влияние начального динамического участка на теплообмен существует при разных скоростях вдува. Кроме того, видно, что чем больше R_0^{**} , тем сильнее это влияние.

При расчете теплообмена на проницаемой поверхности с начальным динамическим участком были использованы предельные относительные законы теплообмена. Однако в этих соотношениях везде вместо S_0 использовалось число Стантона на непроницаемой поверхности с таким же предвключенным динамическим участком, что и в рассматриваемом случае со вдувом (т. е. использовались формулы (14) и (15)). Это означает, что учет начального участка при расчете теплообмена на пористой пластине производится через число Стантона на непроницаемой поверхности. В подтверждение предлагаемого метода расчета можно привести тот факт, что при выводе предельного относительного закона теплообмена влияние предвключенного участка не входит ни в какие величины, кроме S_0 .

В данном расчете влияние начального динамического слоя на величину критического параметра проницаемости стенки не учитывалось и b_T^* определялось по формуле (2). Расчетные значения числа Рейнольдса R_T^{**} определялись из соотношения (12), полученного также для случая вдува без начального участка, поскольку экспериментально определенные значения R_T^{**} при наличии предвключенного участка находятся в хорошем соответствии с зависимостью (12).

Сопоставление расчета по предлагаемой методике с полученными экспериментами показано на фиг. 2 и фиг. 3. Здесь кривые 2 — расчет по формуле (1), которая видоизменена с учетом уравнений (14) и (15). Как видно из графиков, расчет удовлетворительно описывает эксперименты.

На фиг. 4 наряду с экспериментальными данными по теплообмену без начального участка приводятся экспериментальные данные при наличии предвключенного участка (опытные точки 3, 4 и 5) в виде зависимости $\Psi_b' = f(b_\tau/b_{\tau*})$. Эксперименты проведены при $R_0^{**} = 3180$ и относительных скоростях вдува $2.8 \cdot 10^{-3}$, $4.58 \cdot 10^{-3}$ и $6.75 \cdot 10^{-3}$ для опытных точек 3, 4 и 5 соответственно. Опытные данные обрабатывались с использованием числа Стантона на непроницаемой пластине при наличии начального участка. Как видно из графика, в предложенной форме обработки опытные данные при наличии предвключенного участка и без него совпадают между собой и с предельной зависимостью (1) (кривая 1).



Фиг. 5

На фиг. 5 дается сопоставление предлагаемого метода расчета с экспериментальными данными отчета (см. сноску). Кривые 1 и 2 — расчет без начального участка для $J_w/\gamma_0 W_0 = 0$ и $J_w/\gamma_0 W_0 = 4 \cdot 10^{-3}$. Опытные точки 4 и 5 соответствуют числам Рейнольдса $R_{x_0} = 8 \cdot 10^5$ и $R_{x_0} = 1.3 \cdot 10^6$. Кривые 3 — расчет по предлагаемой методике. Можно отметить хорошее соответствие расчета с экспериментами.

Как показал проведенный выше анализ, предвключенный динамический участок может оказывать существенное влияние на теплообмен при вдуве. При этом для расчета теплообмена можно пользоваться относительными законами, если число Стантона на непроницаемой поверхности брать с учетом предвключенного участка.

Поступила 21 XII 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. S a s t r i V. M. K., H a r t n e t t J. P. Influence of an unheated starting length on heat transfer in a transpired turbulent boundary layer. Internat. Heat Trans. Conf. Paris — Versailles, 1970, vol. 3. Forced Convection, Sessions FC6 — FC9.
2. Лебедев В. П. Экспериментальное исследование турбулентного пограничного слоя на гладкой пластине при ступенчатом подводе тепла. ПМТФ, 1969, № 4.
3. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. Новосибирск, «Наука», 1970.
4. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1964.
5. Пристенная турбулентность. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1968.
6. Волчков Э. П., Левченко В. Я. Тепловой турбулентный пограничный слой на плоской пластине с теплоизолированным участком. Инж.-физ. ж., 1965, № 6.