

**ТЕПЛООБМЕН В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ  
ПРИ СТУПЕНЧАТОМ ВДУВЕ**

**Э. П. Волчков, В. К. Козьменко, В. П. Лебедев**

(Новосибирск)

На основе асимптотической теории турбулентного пограничного слоя С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьева получены соотношения для расчета тепломассообмена в условиях завесы, учитывающие влияние вдува и неоднородности состава газа. Проведено экспериментальное исследование тепломассообмена при ступенчатом вдуве однородных и неоднородных газов в пограничный слой. Экспериментальные результаты подтвердили справедливость полученных соотношений для расчета тепломассообмена на проницаемой поверхности в условиях завесы инородного газа.

Анализ теплообмена в условиях газовой завесы на неадиабатической поверхности (тепловой поток  $q_w \neq 0$ ) основывается на гипотезе об определяющей роли разности между действительной температурой стенки и температурой стенки в адиабатических условиях ( $\Delta T = T_w - T_w^*$ ). Эта гипотеза была экспериментально подтверждена в опытах по тепломассообмену на непроницаемой поверхности [1-3]. Экспериментальные результаты показали консервативность закона теплообмена, используемого при расчете пограничного слоя без завесы. Исследования тепломассообмена в области завесы на проницаемой поверхности отсутствуют.

Для анализа турбулентного пограничного слоя с газовой завесой на проницаемой стенке воспользуемся асимптотической теорией С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьева. В работе [4] показано, что основной предельный интеграл теории для относительной функции теплообмена в условиях завесы имеет вид

$$(1) \quad \Psi = \frac{M_w^*}{M_0} \frac{T_0}{T_w^*} \left( \int_0^1 \frac{d\omega}{V[\Psi + (1 - \Psi)\omega](1 + b_1\omega)} \right)^2$$

где  $\Psi = S / S_0$  — относительная функция теплообмена,  $S$  и  $S_0$  — числа Стантона в рассматриваемых и стандартных условиях при одинаковом значении критерия Рейнольдса  $Re^{**}$ ,  $\Psi = i_w / i_w^*$  — энтальпийный фактор неизотермичности,  $\omega = W / W_0$  — безразмерная скорость;  $b_1$  — параметр проницаемости стенки, рассчитанный по числу Стантона в рассматриваемых условиях

$$(2) \quad b_1 = j_w / \rho_0 W_0 S$$

Из формулы (1) видно, что теплообмен в рассматриваемых условиях зависит от параметров завесы через молекулярный вес  $M_w^*$  и температуру газа  $T_w^*$  на адиабатической стенке. Интегрируя (1), получаем влияние проницаемости стенки и неизотермичности на тепломассообмен в условиях завесы инородного газа

$$(3) \quad \Psi < 1, \quad \Psi = \frac{M_w^*}{M_0} \frac{T_0}{T_w^*} \frac{4}{(1 - \Psi) b_1} \left[ \ln \frac{V(1 - \Psi)(1 + b_1) + \sqrt{b_1}}{\sqrt{1 - \Psi} + \sqrt{b_1 \Psi}} \right]^2$$

$$(4) \quad \psi > 1, \quad \Psi = \frac{M_w^*}{M_0} \frac{T_0}{T_w^*} \frac{4}{(\psi-1)b_1} \left[ \operatorname{arc\,tg} \sqrt{\frac{(\psi-1)(1+b_1)}{b_1}} - \operatorname{arc\,tg} \sqrt{\frac{(\psi-1)}{b_1\psi}} \right]^2$$

Критический параметр проницаемости стенки  $b_*$  (значение  $b$ , при котором величина  $\Psi \rightarrow 0$ ) можно найти из уравнения (4), записывая его в виде

$$(5) \quad \frac{M_w^*}{M_0} \frac{T_0}{T_w^*} \left( \int_0^1 \frac{d\omega}{\sqrt{[\psi + (1-\psi)\omega](\Psi + b\omega)}} \right)^2 = 1$$

где  $b = j_w / \rho_0 W_0 S_0$  — параметр проницаемости, рассчитанный по числу Стантона в стандартных условиях. Интегрирование (5) при  $\Psi = 0$  и  $b = b_*$  дает соотношения для критического параметра вдува

$$(6) \quad \psi < 1, \quad b_* = \frac{M_w^*}{M_0} \frac{T_0}{T_w^*} \frac{1}{1-\psi} \left( \ln \frac{1 + \sqrt{1-\psi}}{1 - \sqrt{1-\psi}} \right)^2$$

$$(7) \quad \psi > 1, \quad b_* = \frac{M_w^*}{M_0} \frac{T_0}{T_w^*} \frac{1}{\psi-1} \left( \operatorname{arc\,cos} \frac{2-\psi}{\psi} \right)^2$$

Полученные функции тепломассообмена (3) и (4) можно аппроксимировать более простой зависимостью

$$(8) \quad \Psi = \Psi_T \Psi_b = \frac{M_w^*}{M_0} \frac{T_0}{T_w^*} \left( \frac{2}{\sqrt{\psi} + 1} \right)^2 \left( 1 - \frac{b}{b_*} \right)^2$$

где  $\Psi_T$  — функция теплообмена, учитывающая влияние только неизотермичности, а  $\Psi_b$  — только вдува.

Полученные соотношения для расчета тепломассообмена отличаются от аналогичных соотношений при отсутствии завесы [5-7] множителем  $M_w^* T_0 / M_0 T_w^*$ , который позволяет учесть влияние завесы.

Для экспериментального определения влияния проницаемости стенки и неоднородности состава газа на тепломассообмен в зоне завесы были проведены опыты со ступенчатым вдувом однородных и неоднородных газов в турбулентный пограничный слой. Опыты были проведены в дозвуковой аэродинамической трубе с рабочим каналом прямоугольного сечения, имеющим размеры  $110 \times 110 \times 1300$  мм<sup>3</sup>. Нижняя стенка рабочего канала представляет собой пористый участок с трехсекционным подводом вдуваемого газа. Пористые пластины каждой секции изготовлены из нержавеющей стали, имеют размеры  $178 \times 98$  мм<sup>2</sup>. Положение верхней стенки канала регулировалось таким образом, что скорость течения воздуха по длине оставалась постоянной. Подробное описание рабочего участка, системы измерения тепловых и динамических величин приведено в работе [8].

Были проведены две серии тарировочных экспериментов. В первой серии опытов определялся теплообмен при постоянном вдуве воздуха ( $j_w = \text{const}$ ) в условиях, близких к изотермическим ( $t_w = 37-92^\circ \text{C}$ ,  $t_0 = 27-37^\circ \text{C}$ ). Во второй серии опытов определялась эффективность тепловой завесы за участком пористого вдува воздуха и гелия. Проведенные тарировочные опыты совпали с результатами аналогичных исследований других авторов (например, [2,9,10]) и показали возможность использования этого рабочего участка и принятой методики измерений в более сложных условиях.

В опытах со ступенчатым вдувом подача газов осуществлялась в виде двух ступеней. Длина первого участка 178 мм, а второго — 356 мм.

При однородном вдуве на первом и втором участках подавался воздух. Относительный расход вдуваемого воздуха на первой и второй ступени соответственно составлял

$$\bar{j}_{w_1} = \rho_{w_1} V_{w_1} / \rho_0 W_0 = 6.1 \cdot 10^{-3}, 12 \cdot 10^{-3}, \bar{j}_{w_2} = \rho_{w_2} V_{w_2} / \rho_0 W_0 = 1.1 \cdot 10^{-3} - 8.2 \cdot 10^{-3}$$

а температура вдуваемого воздуха  $t_1' = 130^\circ \text{C}$ ,  $t_2' = 20^\circ \text{C}$ . Скорость основного потока  $W_0 = 20-40 \text{ м/сек}$ , а температура  $t_0 = 28-42^\circ \text{C}$ .

Опытные данные по теплообмену на втором участке обрабатывались с использованием адиабатической температуры стенки  $T_w^*$ , которая находилась экспериментально при отсутствии вдува и теплообмена на этом участке. Конвективный тепловой поток на стенке определялся из баланса тепловой энергии на поверхности пористой пластины. Учитывался лучистый тепловой поток, который составлял 1-8% величины конвективного теплового потока. Экспериментальные значения чисел Стантона и Рейнольдса на втором участке определялись по соотношениям

$$(9) \quad S = [j_{w_2} c_{p_0} (T_w - T_2') - q_r] / \rho_0 W_0 c_{p_0} (T_w^* - T_w)$$

$$(10) \quad R_T^{**} = \frac{1}{\mu c_{p_0} (T_w^* - T_w)} \int_{x_0}^x [j_{w_2} c_{p_0} (T_w^* - T_2') - q_r] dx$$

Здесь  $T_w$ ,  $T_w^*$  — температура стенки на втором участке в рассматриваемых условиях вдува и в адиабатических условиях при отсутствии вдува,  $T'$  — температура вдуваемого газа,  $x_0$  — начало второго участка,  $q_r$  — лучистый тепловой поток, индекс 2 означает параметры на втором участке. Формула (10) следует из интегрального соотношения энергии пограничного слоя со вдувом.

При обработке опытных данных учитывалось влияние начального динамического участка на теплообмен на пористой пластине по методике, изложенной в работе [8]. Это влияние на число Стантона составляло 10-27%.

Экспериментальные данные по теплообмену на втором участке, обработанные с учетом влияния неизотермичности по формуле (8) и конечности числа  $R^{**}$  [5], представлены на фиг. 1 в виде зависимости  $\Psi_b = f(b/b_*)$ . Опытные точки соответствуют следующим режимам вдува: 1 — ( $\bar{j}_{w_1} = 6.08 \cdot 10^{-3}$ ,  $\bar{j}_{w_2} = 1.11 \cdot 10^{-3}$ ), 2 — ( $11.9 \cdot 10^{-3}$ ,  $2.18 \cdot 10^{-3}$ ), 3 — ( $12.4 \cdot 10^{-3}$ ,  $3.26 \cdot 10^{-3}$ ), 4 — ( $11.7 \cdot 10^{-3}$ ,  $4.92 \cdot 10^{-3}$ ), 5 — ( $11.7 \cdot 10^{-3}$ ,  $7.1 \cdot 10^{-3}$ ), 7 — ( $11.5 \cdot 10^{-3}$ ,  $8.23 \cdot 10^{-3}$ ). Опыты сопоставляются с соотношением (8), описывающим теплообмен в условиях завесы на проницаемой поверхности. Это соотношение для рассматриваемого случая ( $M_w^* = M_0$ ,  $T_0 \approx T_w^*$ ) принимает вид обычной относительной функции теплообмена [6]

$$(11) \quad \Psi = (1 - b/b_*)^2 [2 / (\sqrt{\Psi} + 1)]^2$$

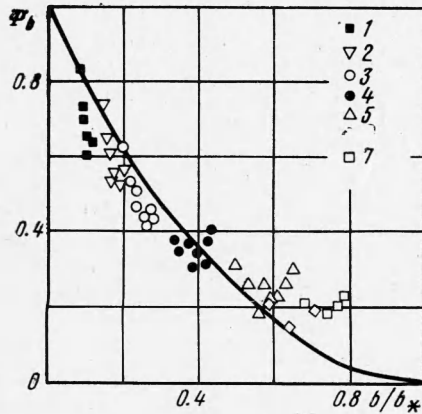
Опытные точки группируются около кривой, рассчитанной по формуле (11). Расхождение результатов опытов и расчета при больших вдувах может быть следствием больших погрешностей в экспериментальной обработке в области критических вдувов. Аналогичное расхождение наблюдается и в более простых опытах с постоянным по длине вдувом [10].

Характерное распределение температуры стенки при ступенчатом вдуве воздуха показано на фиг. 2. Здесь же дается расчет температуры стенки, проведенный методом интегральных соотношений с использованием

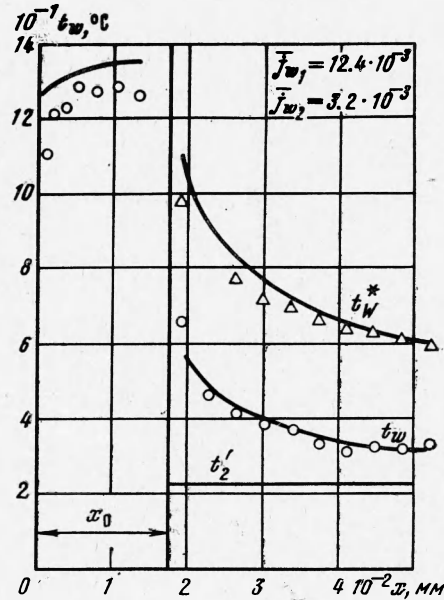
полученных относительных функций теплообмена. Наблюдается удовлетворительное соответствие эксперимента с расчетом.

Проведенные исследования теплообмена при ступенчатом вдуве однородного газа показали, что гипотеза об определении коэффициента теплообмена с использованием адиабатической температуры стенки справедлива и в условиях газовой завесы на проницаемой поверхности.

В опытах со ступенчатым вдувом разнородных газов на первом участке подавался гелий, а на втором — воздух. Относительный расход вду-



Фиг. 1



Фиг. 2

ваемого гелия составлял  $\bar{j}_{w1} = 1 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-3}$ , воздуха —  $\bar{j}_{w2} = 1 \cdot 10^{-3} - 8 \cdot 10^{-3}$ . Для основного потока  $t_0 = 24-42^\circ \text{C}$ , для вдуваемого гелия  $t_1' = 132-135^\circ \text{C}$  и для вдуваемого воздуха  $t_2' = 19-23^\circ \text{C}$ .

Обработка опытных данных по теплообмену на втором участке велась по разности между энтальпией газа на адиабатической непроницаемой стенке и энтальпией газа на стенке в рассматриваемых условиях ( $\Delta i = i_w^* - i_w$ ). Экспериментальные значения чисел Стантона и Рейнольдса находились по формулам

$$(12) \quad S = [j_{w2} (i_w - i_2') - q_r] / \rho_0 W_0 (i_w^* - i_w)$$

$$(13) \quad R_i^{**} = \frac{1}{i_w^* - i_w} \int_{x_c}^x [j_{w2} (i_w^* - i_2') - q_r] dx$$

Энтальпия газа на стенке  $i_w$  вычислялась с использованием измеренных значений температуры стенки

$$(14) \quad i_w = c_{p_w} T_w = [c_{p_0} + (K')_w (c_{p'} - c_{p_0})] T_w$$

Концентрация гелия на стенке  $(K')_w$  на втором участке в (14) находится из уравнения диффузии вблизи стенки с учетом подобия процессов тепло- и массообмена

$$(15) \quad (K')_w = (K')_w^* / (1 + b_1)$$

Подставляя (15) в (14) с учетом (2) и (12), получаем соотношение для определения энтальпии газа на стенке на втором участке вдува

$$(16) \quad i_w = \frac{c_{p0} T_w [i_{w2} (i_w^* - i_2') - q_r] - (K')_{w0} (c_{p'} - c_{p0}) T_w (j_{w2} i_2' + q_r)}{[j_{w2} (i_w^* - i_2') - q_r] - (K')_{w0} (c_{p'} - c_{p0}) T_w j_{w2}}$$

Энтальпия газа  $i_w^*$  и концентрация гелия  $(K')_{w0}$  на адиабатической стенке находились по экспериментальным значениям эффективности завесы по формулам

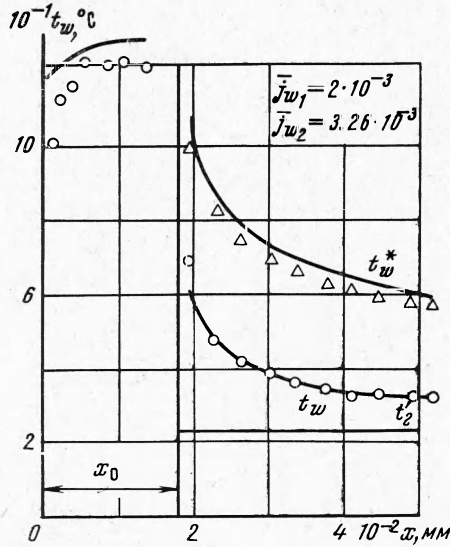
$$(17) \quad i_w^* = \theta_i (i_{w0} - i_0) + i_0$$

$$(18) \quad (K')_{w0} = \theta_i (K')_{w0}$$

где  $i_{w0}$  и  $(K')_{w0}$  — энтальпия газа и концентрация гелия на стенке в конце первого участка.

Была проведена оценка влияния термодиффузии на теплообмен, которая в рассматриваемых условиях составляла ~ 5%. Влияние предвключенного динамического участка на теплообмен [8] было незначительным (5—8% числа Стантона).

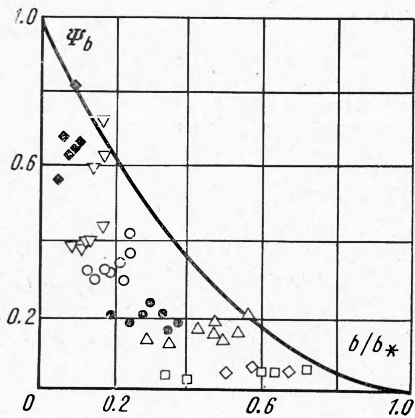
Результаты экспериментального исследования теплообмена при ступенчатом вдуве инородных газов представлены на фиг. 3—5. На фиг. 3 показано изменение температуры стенки по длине пластины на первом и втором участках. Эксперимент сопоставляется с расчетом, выполненным



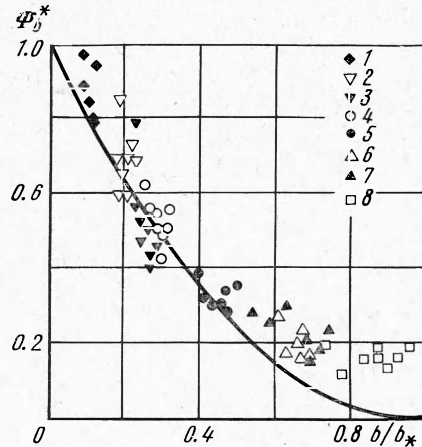
Фиг. 3

по соотношениям, полученным для определения теплообмена в условиях завесы инородного газа (с учетом комплекса  $M_w^* T_0 / M_0 T_w^*$ ).

На фиг. 4 опытные данные представлены в виде зависимости  $\Psi_b = S (\sqrt{i_w / i_w^*} + 1)^2 / 4 S_0 = f(b / b_*)$ . Значения  $\Psi_b$  и  $b_*$  определя-



Фиг. 4



Фиг. 5

лись обычным способом без учета комплекса  $M_w^* T_0 / M_0 T_w^*$ . Такая обработка опытов с однородным вдувом приводила в соответствие экспериментальные точки с зависимостью (11). В рассматриваемом случае расхождение опытов с расчетом достигает 300%.

