

ТЕПЛОМАССОБМЕН В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ПРИ НАЛИЧИИ ЗАВЕСЫ ИНОРОДНОГО ГАЗА

Э. П. Волчков

(Новосибирск)

Получен предельный относительный закон тепломассообмена при наличии газовой завесы в турбулентном пограничном слое. Относительный закон позволяет учесть влияние неизотермичности потока на турбулентный тепломассообмен за участком вдува инородного газа.

Теоретические результаты сопоставляются с экспериментальными данными по интенсивности выгорания графитовой поверхности в потоке воздуха при вдуве через тангенциальную щель гелия. Опытные данные получены в диффузионной области выгорания.

Большинство исследований по газовым завесам проведено в условиях течения газа с постоянными физическими свойствами. Основное внимание в них уделяется определению эффективности заградительного охлаждения адиабатической стенки (определению температуры T_w^* и концентрации K_w^* на адиабатической части стенки).

При этом предполагается, что тепломассообмен в неадиабатических условиях (плотность теплового потока на стенке $q_w \neq 0$) можно рассчитывать обычными методами, если в качестве характерного перепада температур использовать разность между температурой стенки в рассматриваемых условиях и температурой адиабатической стенки $T_w - T_w^*$.

В работах [1-5] показана справедливость этого предположения при тении газа с постоянными физическими свойствами. В неоднородном пограничном слое вместо температур следует использовать полные энтальпии газа.

В исследованиях турбулентного пограничного слоя с переменными физическими свойствами при определении распределения плотности по толщине слоя используются, как правило, условия подобия профиля скоростей и температур (полных энтальпий). В работе [5] показано, что при наличии газовой завесы условие подобия выполняется, если профили энтальпий (температур) строить относительно их «равновесных» значений (т. е. относительно их значений в рассматриваемой точке пограничного слоя при наличии завесы на адиабатической стенке)

$$\frac{h - h^*}{h_w - h_w^*} = 1 - \omega \quad (1)$$

Здесь $\omega = w_x/w_0$, w_x — скорость в пограничном слое, w_0 — скорость основного потока, h — энтальпия газа, h_w и h_w^* — энтальпия газа на стенке при наличии теплообмена ($q_w \neq 0$) и без него ($q_w = 0$), h^* — энтальпия газа в рассматриваемой точке пограничного слоя при наличии газовой завесы на адиабатической стенке ($q_w = 0$).

Предполагается, что координатная ось x направлена вдоль стенки, а y перпендикулярна ей. Индексы w , s , звездочка и нуль обозначают соответственно параметры на стенке, в щели, адиабатические условия на стенке и условия в основном потоке.

При заградительном охлаждении адиабатической стенки $(\partial h/\partial y)_w = 0$, вследствие турбулентного перемешивания происходит выравнивание теплосодержания газа внутри пограничного слоя. Наибольшая интенсивность турбулентного перемешивания имеет место непосредственно у стенки в области больших градиентов скорости $\partial w_x/\partial y$. Поэтому область с $(\partial h/\partial y) \approx 0$ интенсивно размывается от стенки в глубь пограничного слоя и увеличивается зона с $h^* \approx h_w^*$. Этот процесс выравнивания теплосодержания газа в окрестности адиабатической поверхности символически можно записать следующим образом:

$$h^* \rightarrow h_w^* \quad \text{при } x \rightarrow \infty \quad (2)$$

В работе [1] при исследовании заградительного охлаждения принималось это допущение. Следует отметить, что полученные при этом теоретические зависимости для эффективности тепловых завес хорошо согласуются с опытными данными различных авторов.

Если воспользоваться условием (2), то подобие профилей скоростей и энтальпий (1) при наличии завесы на неадиабатической поверхности можно записать в виде

$$\vartheta \equiv \frac{h - h_w}{h_w^* - h_w} = \omega \quad (3)$$

При подобии профилей скоростей и температур в форме (3) предельный относительный закон турбулентного теплообмена, полученный С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьевым [1,6], сохранит свой обычный вид и для пограничного слоя с завесой

$$\Psi_{R^{**} \rightarrow \infty} = \left(\int_0^1 \sqrt{\frac{q_0^\circ}{q^\circ} \frac{\rho}{\rho_0}} d\vartheta \right)^2 \quad (4)$$

Здесь $\Psi = (St/St_0)_{R^{**}}$ — относительная величина коэффициента теплообмена; St и St_0 — числа Стантона в рассматриваемых и стандартных условиях при одинаковом значении критерия Рейнольдса R^{**} , построенного по толщине потери энергии; $q^\circ = q/q_w$ — относительная плотность теплового потока в рассматриваемой точке пограничного слоя; q_0° — то же самое в стандартных условиях; ρ/ρ_0 — относительная плотность газа.

В качестве стандартных условий принят турбулентный пограничный слой на гладкой непроницаемой поверхности, обтекаемой квазиизотермическим потоком несжимаемого газа (с постоянными физическими свойствами).

Для определения относительных законов теплообмена из соотношения (4) необходимо знать распределение теплового потока и плотности газа по сечению пограничного слоя.

Аппроксимация профиля теплового потока по сечению пограничного слоя при наличии газовой завесы будет иметь тот же вид, что и при отсутствии завесы [1,6]

$$q^\circ/q_0^\circ = 1 + b_1 \vartheta \quad (5)$$

где $b_1 = j_w/\rho_0 w_0 St$ — параметр проницаемости стенки, j_w — поперечный поток вещества на стенке.

Распределение плотностей по сечению пограничного слоя определяем из уравнения состояния идеального газа

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{MT_0}{M_0 T} \quad (6)$$

и из условия подобия профилей полных энтальпий и концентраций

$$\vartheta = \frac{h - h_w}{h_w^* - h_w} = \frac{K_i - (K_i)_w}{(K_i)_w^* - (K_i)_w} \quad (7)$$

Здесь M и M_0 — молекулярный вес газа в рассматриваемой точке пограничного слоя и в невозмущенном потоке; K_i — весовая концентрация i -й компоненты газовой смеси.

Температура в рассматриваемой точке при дозвуковом течении газа

$$T = \frac{h}{c_p} = \frac{h_w + (h_w^* - h_w)\vartheta}{c_p} \quad (8)$$

Теплоемкость и молекулярный вес смеси газов определяются уравнениями

$$c_p = \sum_1^n c_{p,i} K_i, \quad \frac{1}{M} = \sum_1^n \frac{K_i}{M_i} \quad (9)$$

Здесь $c_{p,i}$ — теплоемкость i -й компоненты.

Если пренебречь зависимостью теплоемкости от температуры, то из уравнений (7) и (9) получаем

$$c_p = c_{p_w} + (c_{p_w}^* - c_{p_w})\vartheta, \quad \frac{1}{M} = \frac{1}{M_w} + \left(\frac{1}{M_w^*} - \frac{1}{M_w} \right) \vartheta \quad (10)$$

Здесь c_{p_w} и M_w — теплоемкость и молекулярный вес смеси газов на стенке при наличии теплообмена, $c_{p_w}^*$ и M_w^* — теплоемкость и молекулярный вес смеси газов на адиабатической стенке.

Подставляя в уравнение состояния (6) выражения (8) и (10), можно получить распределение плотностей по сечению дозвукового пограничного слоя в следующем общем виде:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{M_w^* T_0}{M_0 T_w^*} \frac{[\psi_2 + (1 - \psi_2)\vartheta]}{[\psi_1 + (1 - \psi_1)\vartheta][\psi_3 + (1 - \psi_3)\vartheta]} \quad (11)$$

$$\left(\psi_1 = \frac{h_w}{h_w^*}, \quad \psi_2 = \frac{c_{p_w}}{c_{p_w}^*}, \quad \psi_3 = \frac{M_w^*}{M_w} \right)$$

Как видно из формулы (11), полученное распределение плотностей зависит от параметров завесы через молекулярный вес и температуру газа на адиабатической стенке.

В случае квазиизотермического обтекания поверхности $T_w \approx T_w^* \approx T_0$ распределение плотности будет зависеть только от состава смеси (определяться только молекулярным весом)

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{M_w^*}{M_0} \frac{1}{\psi_3 + (1 - \psi_3)\vartheta} \quad (12)$$

Для газов одинаковой атомности справедливо соотношение $c_p M \approx \text{const}$, или

$$\frac{c_{p_w}}{c_{p_w}^*} = \frac{M_w^*}{M_w}, \quad \psi_2 = \psi_3 \quad (13)$$

Тогда распределение плотностей для неизотермического дозвукового пограничного слоя имеет вид

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{M_w^* T_0}{M_0 T_w^*} \frac{1}{\psi_1 + (1 - \psi_1)\vartheta} \quad (14)$$

Предельное соотношение (4) после подстановки в него профиля тепловых потоков (5) и распределения плотностей (14) имеет вид

$$\Psi = \frac{M_w^* T_0}{M_0 T_w^*} \left(\int_0^1 \frac{d\vartheta}{V[\psi_1 + (1-\psi_1)\vartheta](1+b_1\vartheta)} \right)^2 \quad (15)$$

Интегрируя последнее уравнение при $b_1 = 0$ (непроницаемая поверхность), получим влияние неизотермичности на турбулентный теплообмен при наличии газовой завесы

$$\Psi_T = \frac{M_w^* T_0}{M_0 T_w^*} \left(\frac{2}{V\psi_1 + 1} \right)^2 \quad (16)$$

С учетом соотношения (13) формулу (16) можно записать в виде

$$\Psi_T = 4 \left(\sqrt{\frac{h_w}{h_0}} + \sqrt{\frac{h_w^*}{h_0}} \right)^{-2} \quad (17)$$

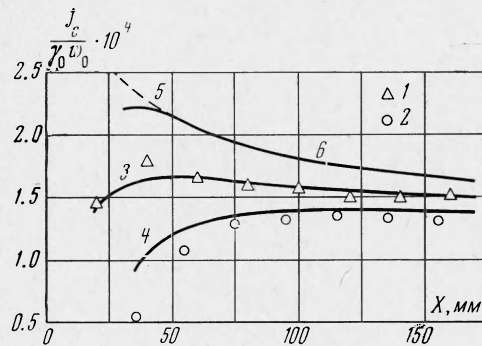
Как видно, формулы (16) и (17) при отсутствии завесы ($h_w^* \rightarrow h_0$, $M_w^* \rightarrow M_0$) переходят в известную формулу С. С. Кутателадзе [7]. Дополнительный множитель перед скобкой в формуле (16) и второе слагаемое в знаменателе формулы (17) и позволяют учесть наличие газовой завесы при неизотермическом обтекании поверхности. Величины M_w^* , T_w^* и h_w^* определяются эффективностью газовой завесы на адиабатической поверхности [1-4, 8].

На фигуре дается сопоставление теоретических результатов с экспериментальными данными, полученными автором совместно с Е. И. Синайко. Приводятся результаты опытов по выгоранию графитовой поверхности в потоке воздуха при вдуве через тангенциальную щель гелия. Экспериментальная установка, методика проведения экспериментов и обработки опытных данных подробно описаны в работе [9]. Плотность испытанного графита составляла 1895 кг/м^3 . Температура вдуваемого гелия была равна температуре воздуха $T_s = T_0 = 290^\circ \text{ К}$, температура графитовой стенки $T_w = 1950^\circ \text{ К}$. Ширина щели $s = 2.08 \text{ мм}$. Массовый поток воздуха составлял $\rho_0 w_0 \approx 150 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$. Опытные точки 1 получены при параметре вдува $\rho_s w_s / \rho_0 w_0 = 0.041$, а точки 2 — при $\rho_s w_s / \rho_0 w_0 = 0.073$.

Как показано в работе [9], при наличии завесы инертного газа интенсивность выгорания графитовой поверхности может быть определена по формуле

$$\frac{j_c}{\rho_0 w_0} = 21.8 \cdot 10^{-3} (K_0)_w^* R_x^{-0.2} S^{-0.6} \left(\frac{\mu_w}{\mu_0} \right)^{0.2} \Psi^{0.8} \quad (18)$$

Здесь $(K_0)_w^*$ — концентрация кислорода на стенке при отсутствии химических реакций, S — число Шмидта, μ_w и μ_0 — вязкость газа на стенке и в основном потоке. На фигуре приведены расчеты 3 и 4 по формуле (18) и (16) в соответствии с условиями экспериментов. Расчеты 5 и 6 проведены без учета множителя $M_w^* T_0 / M_0 T_w^*$ в формуле (16). В расчетах принималось, что число Шмидта равно числу Прандтля.



Из сопоставления следует, что удовлетворительное соответствие теории с опытом получается при учете в предельной формуле (16) множителя $M_w^* T_c' / M_c T_w^*$.

Таким образом показано, что наличие завесы необходимо учитывать и в относительных законах тепломассообмена.

Поступила 13 IV 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1964.
2. Волчков Э. П., Левченко В. Я. Теплообмен при струйной защите поверхностей. ПМТФ, 1966, № 2.
3. Комаров В. П., Леонтьев А. И. Экспериментальное исследование эффективности завесы в турбулентном пограничном слое газа. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, вып. 2.
4. Романенко П. Н., Волощук А. Я. Эффективность защиты и теплообмен при вдуве воздуха в турбулентный пограничный слой воздушного потока через пористый предвключенный участок. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, вып. 5.
5. Лебедев В. П. Экспериментальное исследование турбулентного пограничного слоя на гладкой пластине при ступенчатом подводе тепла. ПМТФ, 1969, № 4.
6. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1962.
7. Кутателадзе С. С. Влияние температурного фактора на дозвуковое турбулентное течение газа. ПМТФ, 1960, № 1.
8. Волчков Э. П., Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. О влиянии сжимаемости и неизотермичности газа на эффективность заградительного охлаждения при турбулентном пограничном слое. ПМТФ, 1966, № 4.
9. Волчков Э. П., Зауличный Е. Г., Леонтьев А. И., Синайко Е. И. Взаимодействие графитовой поверхности с турбулентным потоком газа в условиях существенной неизотермичности и при наличии завесы из нейтрального газа. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, вып. 1.