

7. Дорфман А. Ш. Решение уравнения теплообмена для равновесных турбулентных пограничных слоев при произвольном распределении температуры обтекаемой поверхности.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1972, № 5.
8. Лойцянский Л. Г. Перенос тепла в турбулентном движении.— ПММ, 1960, т. XXIV, № 4.
9. Кутателадзе С. С., Боринанский В. М., Новиков И. И., Федынский О. С. Жидко-металлические теплоносители. М., Атомиздат, 1958.
10. Shi S. W., Spalding D. B. Influence of temperature ratio on heat transfer to a flat plate through a turbulent boundary. — In: Proceedings of the 3rd International Heat Transfer Conference. Vol. 11., N. Y., 1966.
11. Попов В. Н. Теплоотдача и сопротивление при продольном турбулентном обтекании пластины воздухом.— ТВТ, 1970, т. 8, № 5.
12. Кутателадзе С. С. Пристенная турбулентность. Ч.1. Новосибирск, «Наука», 1970.
13. Петухов Б. С., Деглоф А. А., Кириллов В. В. Экспериментальное исследование местной теплоотдачи пластины в дозвуковом турбулентном потоке воздуха.— ЖТФ, 1954, т. XXIV, вып. 10.
14. Федорович Е. Д. Теплоотдача пластины, обтекаемой турбулентным пограничным слоем.— «Инж.-физ. журнал», 1959, № 9.

УДК 532.517.4

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТЕПЛОВОЙ ЗАВЕСЫ

Е. В. Шишов

(Москва)

Для защиты поверхностей, обтекаемых высокоэнтальпийным потоком газа, широкое распространение находят газовые завесы.

Основным параметром, характеризующим интенсивность теплообмена в этих условиях, является эффективность завесы

$$\theta = \frac{T_{ст}^* - T_0}{T_{ст1} - T_0} = \frac{\delta_{T1}^{**}}{\delta_{Tад}^{**}},$$

где T_0 — температура невозмущенного потока; $T_{ст}^*$ — адиабатическая температура стенки; $T_{ст1}$ — температура стенки в начале завесы; δ_{T1}^{**} — толщина потери энергии на адиабатической стенке; $\delta_{Tад}^{**}$ — толщина потери энергии в начале завесы.

Для определения эффективности тепловой завесы рядом авторов [1—3] предложены аналитические выражения, причем в [2, 3] эти выражения выведены для предельного случая $x \rightarrow \infty$.

Однако в ряде важных для инженерной практики случаев протяженность защищенных поверхностей невелика, и поэтому возникает необходимость более точного определения эффективности тепловой завесы в начальном участке. Аналитическое выражение для этого случая можно получить, исходя из следующих допущений. Известно [1, 2], что в рассматриваемых условиях применим закон суперпозиций температурных полей, поэтому можно предположить, что новое тепловое возмущение, возникающее под влиянием адиабатичности стенки, развивается в существующем тепловом пограничном слое по тому же закону, что и тепловой пограничный слой в условиях предвключенного адиабатического участка.

На фиг. 1 представлен профиль температуры на адиабатической стенке (сплошная линия). Чтобы показать, как развивается новое тепловое возмущение, т. е. область с нулевым градиентом температуры, безразмерную температуру удобно представить в виде

$$(T_{ст_1} - T)/(T_{ст_1} - T_0).$$

Тогда этот профиль можно разбить на две области: область с нулевым градиентом температуры, ширина которой увеличивается по мере увеличения x_1 , и область невозмущенного течения, где профиль температуры сохраняет свою прежнюю форму.

По определению толщина потери энергии в сечении на адиабатической стенке записывается в виде

$$\delta_{Тад}^{**} = \int_0^{\delta_T} \frac{W}{W_0} \left(1 - \frac{T_{ст}^* - T}{T_{ст}^* - T_0} \right) dy.$$

Путем несложных преобразований это выражение можно привести к виду

$$(1) \quad \delta_{Тад}^{**} = \frac{1}{\theta} \int_0^{\delta_T} \frac{W}{W_0} \left(1 - \frac{T_{ст_1} - T}{T_{ст_1} - T_0} \right) dy, \quad \text{где } \theta = \frac{T_{ст}^* - T_0}{T_{ст_1} - T_0}.$$

Интеграл в выражении (1) можно разбить на три части (см. фиг. 1):

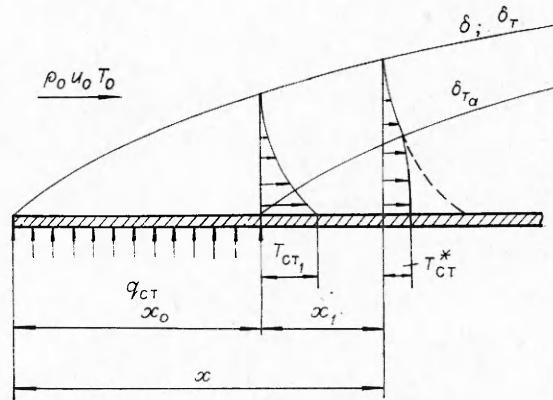
$$\int_0^{\delta_T} \frac{W}{W_0} \left(1 - \frac{T_{ст_1} - T}{T_{ст_1} - T_0} \right) dy = \int_0^{\delta_T} \frac{W}{W_0} dy - \left[\int_0^{\delta_{Тад}} \frac{W}{W_0} \left(\frac{T_{ст_1} - T_{ст}^*}{T_{ст_1} - T_0} \right) dy + \int_{\delta_{Тад}}^{\delta_T} \frac{W}{W_0} \left(\frac{T_{ст_1} - T}{T_{ст_1} - T_0} \right) dy \right].$$

Таким образом, выражение для толщины потери энергии можно записать в виде

$$(2) \quad \delta_{Тад}^{**} = \frac{\delta_T}{\theta} \left\{ \int_0^1 \omega d\xi - \left[\int_0^{\delta_{Тад}/\delta_T} \omega (1 - \theta) d\xi + \int_{\delta_{Тад}/\delta_T}^1 \omega \left(\frac{\Delta T}{\Delta T_1} \right) d\xi \right] \right\},$$

$$\text{где } \omega = \frac{W}{W_0}; \quad \frac{\Delta T}{\Delta T_1} = \frac{T_{ст_1} - T}{T_{ст_1} - T_0}; \quad \xi = \frac{y}{\delta_T}.$$

Предполагая, что в сечении x_1 толщины динамического δ и теплового δ_T слоя равны между собой, а профили скорости и температуры можно представить в виде степенных зависимостей с одинаковым показателем n , выражение (2) можно преобразовать



Фиг. 1

$$\frac{\theta \delta_{T_{ад}}^{**}}{\delta_T} = \int_0^1 \xi^n d\xi - \left[\int_0^{\delta_{T_a}/\delta_T} \xi^n (1-\theta) d\xi + \int_{\delta_{T_a}/\delta_T}^1 \xi^{2n} d\xi \right],$$

после интегрирования оно принимает вид

$$(3) \quad \frac{\theta \delta_{T_{ад}}^{**}}{\delta} = \left(\frac{1}{n+1} - \frac{1}{2n+1} \right) - \left(\frac{1-\theta}{n+1} \right) \left(\frac{\delta_{T_a}}{\delta} \right)^{n+1} + \left(\frac{1}{2n+1} \right) \left(\frac{\delta_{T_a}}{\delta} \right)^{2n+1}.$$

Разделив левую и правую части выражения (3) на величину

$$\frac{\delta_{T_1}^{**}}{\delta_1} = \left(\frac{1}{n+1} - \frac{1}{2n+1} \right),$$

получим

$$\frac{\delta_1}{\delta} = 1 - (1-\theta) \left(\frac{2n+1}{n} \right) \left(\frac{\delta_{T_a}}{\delta} \right)^{n+1} + \left(\frac{n+1}{n} \right) \left(\frac{\delta_{T_a}}{\delta} \right)^{2n+1}.$$

Считая, что толщина нового теплового возмущения δ_{T_a} изменяется с расстоянием x_1 по тому же закону, что и толщина теплового слоя на пластине с предвключенным адиабатическим участком, и используя известную зависимость [2] $Re_\delta = A Re_x^{\frac{n+1}{3n+1}}$, получим

$$\theta = 1 - \frac{1 - \frac{n+1}{x_0^{3n+1}} + \frac{n+1}{n} Pr^{-0,75(2n+1)} \frac{(n+1)(2n+1)}{x_1^{3n+1}}}{\frac{2n+1}{n} Pr^{-0,75(n+1)} \frac{(n+1)^2}{x_1^{3n+1}}}.$$

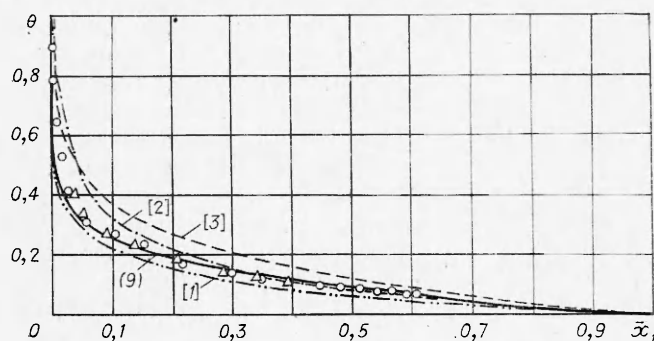
Для случая $n = 1/6$ выражение для эффективности тепловой завесы принимает вид

$$(4) \quad \theta = 1 - \frac{1 - \bar{x}_0^{7/9} + 9,65 \bar{x}_1^{56/54}}{10,57 \bar{x}_1^{49/54}}.$$

На фиг. 2 приведены результаты расчета эффективности завесы по формуле (4) и по ранее предложенным формулам. Там же для сравнения приведены экспериментальные данные работы [1] и данные экспериментального исследования теплообмена на начальном участке завесы, полученные в МВТУ им. Баумана В. М. Беловым, В. Н. Афанасьевым и автором. Лучшее совпадение с опытом по всей длине защищаемой поверхности дает предлагаемая зависимость.

Зависимости, полученные в работах [2, 3], дают завышенные значения эффективности завесы на начальном участке и удовлетворительно согласуются с экспериментом лишь с расстояний $\bar{x}_1 > 0,3$. Зависимость, предложенная Себаном [1], дает заниженные значения эффективности завесы по всей длине защищаемой поверхности.

Вместе с тем следует отметить, что на очень малых расстояниях от начала завесы ($0 < \bar{x}_1 \leq 0,04$) расчет по уравнению (4) не совпадает с экспериментом, так как в указанной области новое тепловое возмущение еще не вышло из пределов вязкостной области турбулентного пограничного слоя, а следовательно, и допущения о том, что профили скорости



Ф и г. 2

и температуры можно описать степенной зависимостью с постоянным показателем степени $n = 1/6$, оказываются неприемлемыми.

Автор выражает благодарность профессору А. И. Леонтьеву за полезные советы.

Поступила 22 VII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Reynolds W. C., Kays W. M., Kline S. J. A Summary of experiments on turbulent heat transfer from a nonisothermal flat plate. — «Trans. ASME», Ser. C, 1960, № 3.
2. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., «Энергия», 1972.
3. Волчков Э. П., Левченко В. Я. Тепловой турбулентный пограничный слой на плоской пластине с теплоизолированным участком. — «Инж.-физ. журн.», 1965, № 6, т. VIII.

УДК 536.423.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННИХ ХАРАКТЕРИСТИК КИПЕНИЯ ВОДОРОДА

Ю. А. Кириченко, Н. М. Левченко

(Харьков)

Изучение внутренних характеристик кипения весьма важно для понимания физики этого сложного процесса; данные о внутренних характеристиках могут быть использованы при выводе формул для интегральных характеристик кипения (коэффициентов теплоотдачи, критических плотностей тепловых потоков). Исследование механизма кипения криогенных жидкостей в достаточно широком диапазоне давлений насыщения ограничивается несколькими работами. В работе [1] изучались внутренние характеристики кипения азота при давлениях от 0,1 до 8 бар и кислорода при давлениях от 0,22 до 2 бар, в [2] определены отрывные радиусы и частоты отрыва пузырей при кипении водорода в диапазоне давлений 1—11 бар.

Данная работа посвящена исследованию внутренних характеристик кипения водорода в диапазоне давлений насыщения от давления в тройной точке (0,072 бара) до 2,0 бар.