

532.526+536.24.01

## ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ТУРБУЛЕНТНОМ СЛОЕ НАД ПРОНИЦАЕМЫМИ ПЛАСТИНАМИ

В. В. ГЛАЗКОВ, М. Д. ГУСЕВА, Б. А. ЖЕСТКОВ

(Москва)

Приведены поля температур и концентраций в пограничном слое над перфорированными пластинами и установлена их связь с полями скоростей, данными в работе [1]. Изложены результаты измерений теплового состояния перфорированных пластин при различных геометрических и теплофизических свойствах пластин и вдувании различных охладителей, а также приведены эмпирические формулы, определяющие величины теплового потока и температуру проникаемых стенок.

1. При смешении двух газов с различными физическими свойствами, параметры которых обозначены индексами 0 и 1, значение весовой концентрации одного из них, например охладителя  $C$ , однозначно определяет величину относительной избыточной энтальпии смеси

$$(1.1) \quad \frac{i - i_1}{i_0 - i_1} = \frac{c_p T - c_{p1} T_1}{c_{p0} T_0 - c_{p1} T_1} = 1 - C$$

Распределение относительных избыточных температур дополнительно зависит от теплоемкостей смешивающихся газов и определяется выражением

$$(1.2) \quad \frac{T - T_1}{T_0 - T_1} = \left[ 1 + \frac{c_{p1}}{c_{p0}} \frac{C}{1 - C} \right]^{-1}$$

которое в случае  $c_{p1} = c_{p0}$  становится тождественным (1.1). Поэтому при смешении различных газов следует отыскивать связь между полями относительных скоростей и полями относительных избыточных энтальпий или весовых концентраций.

Естественно предположить, что профили весовых концентраций и энтальпий в пограничном слое над проникаемыми пластинами так же, как и профили скоростей, зависят от параметра вдувания [1]

$$(1.3) \quad f = (\rho_1/\rho_0)^k (\rho u)_1 (\rho u)_0^{-1} Re_0^{0.2} \quad (Re_0 = (\rho u)_0 x \mu_0^{-1})$$

Здесь  $k \approx -0.5$  при  $\rho_1/\rho_0 < 1$  и  $k \approx -0.25$  при  $\rho_1/\rho_0 > 1$ ,  $(\rho u)_1$  — массовый расход охладителя на единицу охлаждаемой поверхности,  $(\rho u)_0$  — плотность тока сносящего потока газа,  $\rho_1$  — плотность охладителя на выходе из проникаемой стенки.

При сопоставлении профилей относительных скоростей и относительных избыточных температур над непроницаемой стенкой избыточные значения температур отсчитываются от температуры поверхности. Для проникаемых стенок даже при смешении газов с одинаковыми теплоемкостями это делать не целесообразно, так как температура стенки сильно зависит от прогресса охладителя в каналах перфорации. Температура охладителя также не может являться характерной величиной. По мнению авторов, характерной величиной является концентрация охладителя, образующаяся вблизи перфорированной стенки. Эти характерные значения будем называть равновесными и обозначать индексом  $e$ .

Можно предположить, что значения  $C_e$  являются функцией параметра  $f$ , значения  $i_e$  и соответствующие им значения  $T_e$  должны дополнительно зависеть от прогрева охладителя.

При дискретном подводе охладителя и подогреве его в каналах перфорации чрезвычайно трудно определить значения  $C_e$  и  $T_e$ . Значительно проще определить равновесную температуру смеси газов в частном случае, когда прогрев охладителя в теле стенки отсутствует. В этом случае равновесная температура газа  $T_{e0}$  должна совпадать с температурой перфорированной стенки.

Наиболее точно значения  $T_{e0}$  можно определить, измеряя температуру теплопроводной пленки, которая нанесена на поверхность перфорированной пластины, изготовленной из нетеплопроводного материала. Теплопроводная пленка должна выравнивать распределение температур между отверстиями перфорации.

Приближенно значения  $T_{e0}$  можно определить на основании сравнительных испытаний геометрически идентичных перфорированных пластин, изготовленных из материалов с различной теплопроводностью. Так, зная средние (между отверстиями перфорации) значения температур двух пластин  $\langle T_{w1} \rangle$  и  $\langle T_{w2} \rangle$  и соответствующие прогревы охладителя в их стенках

$$(1.4) \quad \Delta T_1 = \kappa_1 (\langle T_{w1} \rangle - T_1), \quad \Delta T_2 = \kappa_2 (\langle T_{w2} \rangle - T_2)$$

из уравнений баланса тепла

$$(1.5) \quad \alpha_e (T_{ei} - \langle T_{wi} \rangle) = c_{p1} g (\rho u)_1 \Delta T_i = \Delta i_i g (\rho u)_1$$

( $\alpha_e$  — значение коэффициента теплоотдачи) и соотношений

$$(1.6) \quad i_{ei} = i_{e0} + C_e \Delta i_i$$

$$(1.7) \quad T_{ei} = T_{e0} + \Delta T_i \left[ 1 + \frac{1 - C_e}{C_e} \frac{c_{p0}}{c_{p1}} \right]^{-1}$$

$$(1.8) \quad \theta_{ei} = \theta_{e0} + (1 - \theta_{c0}) \kappa_i \langle \theta_{wi} \rangle \\ (\theta_{ei} = (T_{ei} - T_1) / (T_0 - T_1), \quad \theta_{e0} = (T_{e0} - T_1) / (T_0 - T_1) \\ \langle \theta_{wi} \rangle = (\langle T_{wi} \rangle - T_1) / (T_0 - T_1))$$

получим выражение для определения  $\theta_{e0}$  при условии, что для обеих пластин параметр вдувания  $f = \text{const}$

$$(1.9) \quad \theta_{e0} = \frac{\langle \theta_w \rangle (1 - \kappa_1) \{ 1 - (T + \Delta T_1)^k (T_1 + \Delta T_2)^{-k} \kappa_1 (1 - \kappa_2) [\kappa_2 (1 - \kappa_1)]^{-1} \}}{1 - \kappa_1 \langle \theta_{w1} \rangle - (1 - \kappa_2 \langle \theta_{w2} \rangle) \langle \theta_{w1} \rangle \kappa_1 (T_1 + \Delta T_1) [\langle \theta_{w2} \rangle \kappa_2 (T_1 + \Delta T_2)]^{-1}}$$

При небольших прогревах охладителя, когда  $(T_1 + \Delta T_1) / (T_1 + \Delta T_2) \approx 1$ , выражение (1.9) заметно упрощается

$$(1.10) \quad \theta_{e0} = \langle \theta_w \rangle \left[ 1 - \frac{\kappa_1}{\kappa_2} \right] \left[ 1 - \frac{\kappa_1}{\kappa_2} \frac{\langle \theta_{w1} \rangle}{\langle \theta_{w2} \rangle} \right]^{-1}$$

При таком способе определения  $\theta_{e0}$  основная погрешность возникает при определении  $\langle \theta_w \rangle$  на пластине, обладающей небольшой теплопроводностью.

Для уменьшения экспериментальной ошибки спаи термодпар целесообразно заделывать в местах, где температура стенки равна средней. Значение  $\theta_{e0}$  можно также определить на основании сравнительных испытаний теплопроводных пластин разной толщины. Конечно, в этом случае картины течения в пограничном слое будут несколько отличаться, что, естественно, внесет некоторую погрешность в определение  $\theta_{e0}$ . Для получения значений  $T_{e0}$  были использованы оба указанные выше способа.

Прежде чем описывать результаты этих исследований, остановимся кратко на вопросе о распределении температур между отверстиями перфорации и о прогреве охладителя в проникаемой стенке.

2. Для бесконечной перфорированной пластины с шестиугольным расположением отверстий общее решение уравнения теплопроводности в цилиндрических координатах может быть записано в виде [2]

$$(2.1) \quad \frac{T_w - \langle T_{w0} \rangle}{qa^2/\lambda\Delta} = \sqrt{3} \pi^{-1} \ln(r/r_0) - 0.25[(r_0/a)^2 - (r/a)^2] + \\ + \frac{1}{qa^2/\lambda\Delta} \sum_{n=1}^{\infty} A_{6n} (r/a)^{6n} [1 - (r_0/r)^{12n} (1 - 6n/Bi) (1 + 6n/Bi)^{-1}] \cos 6n\varphi$$

где средняя температура пластины вблизи отверстий

$$\langle T_{w0} \rangle = T_1 + q(2a^2\sqrt{3} - \pi r_0^2) / 2\pi Bi \lambda \Delta, \quad Bi = \alpha_1 r_0 \lambda^{-1}$$

$q$  — удельный тепловой поток в стенку,  $\alpha_1$  — коэффициент теплоотдачи в отверстиях перфорации,  $\Delta$  — толщина пластины,  $r_0$  — радиус отверстий перфорации,  $2a$  — расстояние между отверстиями.

Это решение справедливо, когда количество тепла  $q = \text{const}$  ( $r, \varphi$ ) полностью снимается конвекцией ( $\alpha_1 = \text{const}$ ) во внутренних каналах перфорации, а теплопроводность материала стенки в поперечном направлении  $\lambda$  «бесконечно большая».

Ограничиваясь первыми четырьмя членами ряда и принимая во внимание, что  $(1 - 6nBi^{-1}) / (1 + 6nBi^{-1}) \leq 1$ , для области  $r_0/a \ll 1$  из условия  $\partial T / \partial N|_{r=a/\cos \varphi} = 0$  при  $\varphi = 0, 10, 18$  и  $30^\circ$  получаем следующие значения  $A_{6n}$ :  $A_6 = -84.422 \cdot 10^{-4}$ ,  $A_{12} = -0.6464 \cdot 10^{-4}$ ,  $A_{18} = 0.0387 \cdot 10^{-4}$ ,  $A_{24} = -0.0173 \cdot 10^{-4}$ .

С удовлетворительной точностью для определения средней температуры поверхности в рассматриваемой области ( $r_0/a \ll 1$ ) можно использовать следующую приближенную формулу:

$$(2.2) \quad [\langle T_w \rangle - \langle T_{w0} \rangle] (qa^2/\lambda\Delta)^{-1} = 0.5375 \ln(a/r_0) + \\ + 0.477(r_0/a)^2 - 0.335\psi = \psi$$

Заметим, что связь  $a$  и  $r_0$ , с одной стороны, с числом отверстий  $m$  на единице поверхности и проникаемостью поверхности  $c$ , с другой стороны, можно представить в виде

$$(2.3) \quad a^2 = 1/2\sqrt{3}m, \quad (r_0/a)^2 = 2\sqrt{3}c/\pi$$

Величина теплового потока, поступающего в перфорированную стенку, однозначно связана с прогревом в каналах перфорации. Специальные опыты, проведенные с электрообогреваемыми теплоизолированными пластинами, показали, что коэффициент теплоотдачи  $\alpha_1$  (с точностью  $\pm 8\%$ ) может быть определен из критериальной зависимости

$$(2.4) \quad Nu_1 = 1.76 Re_\Delta^{0.5} Pr_1^{1/4}$$

При этом числа  $Re_\Delta = (\rho u)_+ \Delta \mu_1^{-1}$  определяются по плотности тока  $(\rho u)_+$  в отверстиях перфорации и толщине пластины  $\Delta$ . Физические же параметры охладителя определяются по его средней температуре в каналах перфорации.

Используя зависимость (2.4), относительную величину прогрева охладителя можно следующим образом выразить через геометрические характеристики пластины и параметры охладителя

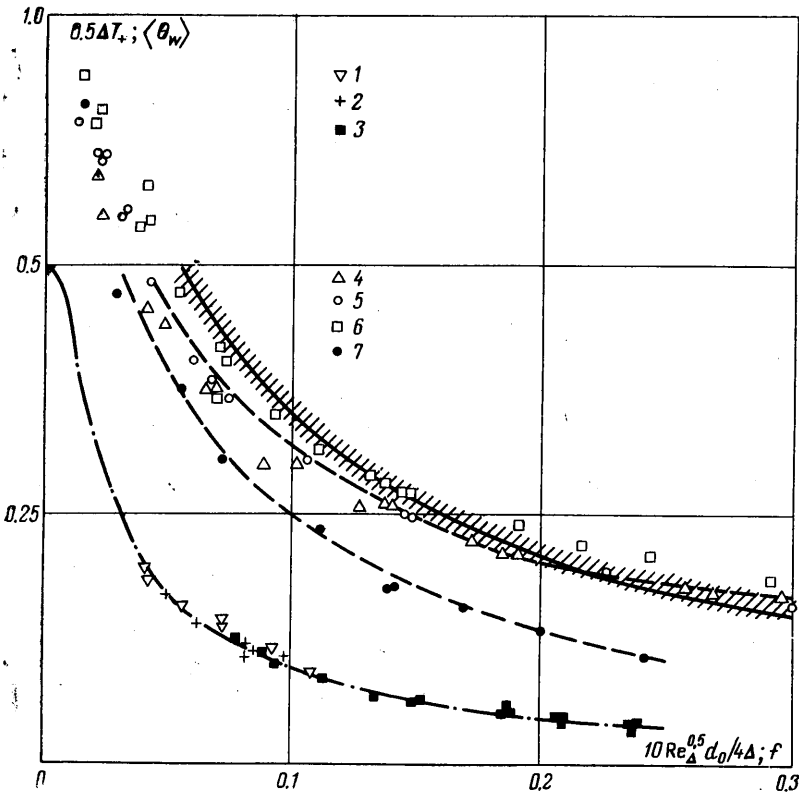
$$(2.5) \quad \Delta T_+ = \frac{\Delta T}{\langle T_{r0} \rangle - T_1} = 1 - \exp(-1.76 Re_\Delta^{-0.5} Pr_1^{-2/3} 4\Delta/d_0)$$

Зависимость  $0.5\Delta T_+$  от  $10\text{Re}_\Delta^{0.5}\text{Pr}^{2/3}d_0/4\Delta$  при использовании в качестве охладителя воздуха ( $\text{Pr}_1 = 0.72$ ) приведена на фиг. 1 штрих-пунктирной линией. Здесь же приведены экспериментальные данные для пластин с  $m = 6.25$  отв./см<sup>2</sup> и различными значениями  $\Delta$  и  $r_0$  (точки 1 соответствуют  $\Delta = 2$  мм,  $r_0 = 0,3$  мм, 2 —  $\Delta = 1$  мм,  $r_0 = 0.5$  мм, 3 —  $\Delta = 2$  мм,  $r_0 = 0.5$  мм).

Заметим, что величина

$$(2.6) \quad \kappa = \Delta T_+ \frac{\langle T_{w0} \rangle - T_1}{\langle T_w \rangle - T_1} = \frac{2\sqrt{3}m\lambda\Delta\Delta T_+}{\psi g(\rho u)_1 c_{p1}\Delta T_+ + 2\sqrt{3}m\lambda\Delta}$$

3. Перейдем теперь к определению равновесных значений. Рассмотрим сначала частный случай, когда  $c_{p1} \approx c_{p0}$ .



Фиг. 1

На фиг. 1 в зависимости от параметра вдувания приведены значения относительных избыточных температур стенки  $\langle \theta_w \rangle$  для перфорированных пластин с  $s \approx 3\%$  и  $m = 4$  отв./см<sup>2</sup>, изготовленных из гетинакса (точки 4) и стали Я1-Т (точки 7)<sup>1</sup>. Эти опыты проведены при  $T_0 = 500^\circ\text{K}$ ,  $u_0 = 53$  м/сек,  $T_1 \approx 290^\circ\text{K}$  ( $\text{Re}_{oL} = \rho_0 u_0 L \mu_0^{-1} \approx 2.5 \cdot 10^5$ ). Кроме того, на этой фигуре для пластины из гетинакса нанесены значения  $\langle \theta_w \rangle$  при числах  $\text{Re}_{oL} = 5.5 \cdot 10^5$  (точки 5) и  $10^6$  (точки 6). Расслоение значений  $\langle \theta_w \rangle$  в зависимости от числа  $\text{Re}_{oL}$  при небольших  $f$  связано главным образом с потерями тепла на излучение. Согласно оценкам значения  $\langle \theta_w \rangle$  без потерь на излучение для пластин из гетинакса и Я1-Т при  $\text{Re}_{oL} = 2.5 \cdot 10^5$  показаны

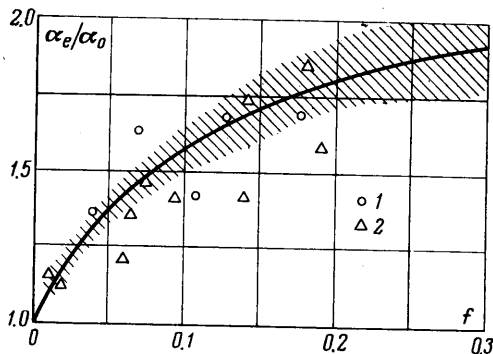
<sup>1</sup> Подробное описание перфорированных пластин и моделей, с которыми были проведены испытания, дано в работе [1].

на фиг. 1 штриховыми линиями. По этим данным и формулам (1.10) и (2.6) были рассчитаны значения  $\theta_{e0}$ , которые для  $f = 0.05 - 0.3$  с хорошей точностью аппроксимируются зависимостью

$$(3.1) \quad \theta_{e0} = [1 + 18.5f]^{-1}$$

показанной сплошной линией.

При вдувании воздуха с  $T_1 \approx 290^\circ \text{K}$  были проведены опыты с пластинами из гетинакса и Я1-Т при  $T_0 = 370, 490$  и  $600^\circ \text{K}$  и  $\text{Re}_{0L} = 1 - 10 \cdot 10^5$ .



Фиг. 2

Обработка этих данных показала, что все экспериментальные значения находятся в заштрихованной на фиг. 1 области

$$\theta_{e0} = [1 + (18.5 \pm 1.5)f]^{-1}$$

Не останавливаясь на описании результатов опытов с металлическими пластинами различной толщины ( $\Delta = 1, 2$  и  $5 \text{ мм}$  при  $s = 3\%$  и  $m = 4 \text{ отв./см}^2$ ) отметим, что значения  $\theta_{e0}$ , определенные двумя способами, получались весьма близкими, что свидетельствует об объективности результатов.

В общем случае при смешении газов с различными физическими свойствами можно полагать, что равновесное значение весовой концентрации сносящего потока

$$1 - C_{e0} \equiv (i_{e0} - i_1) / (i_0 - i_1)$$

связано с параметром вдувания  $f$  формулой, аналогичной (3.1)

$$(3.2) \quad \theta_{e0} = 1 - C_e \equiv (i_{e0} - i_1) / (i_0 - i_1) = (1 + 18.5f)^{-1}$$

поэтому

$$(3.3) \quad \theta_{e0} = (T_{e0} - T_1) / (T_0 - T_1) = (1 + 18.5fc_{p1} / c_{p0})^{-1}$$

С целью проверки этого предположения были проведены сравнительные опыты с пластинами из гетинакса и Я1-Т при подаче гелия и аргона ( $T_1 \approx 290^\circ \text{K}$ ) в поток подогретого воздуха ( $T_0 \approx 500^\circ \text{K}$ ,  $\text{Re}_0 \approx 2.5 \cdot 10^5 - 10 \cdot 10^5$ ). Значения  $\theta_{e0}$  при вдувании аргона группируются около зависимости (3.3), а при вдувании гелия получились приблизительно на 10% выше.

Это отличие при вдувании гелия, вероятно, связано с искажением течения вследствие воздействия подъемной силы, которое наблюдается при горизонтальном расположении пластины [1].

4. Рассмотрим теперь вопрос о значениях коэффициентов теплоотдачи и трения. Выразив значение  $\alpha_e$  из уравнения (1.5) и разделив обе части на значение коэффициента теплоотдачи при обтекании непроницаемой пластины

$$(4.1) \quad \alpha_0 = 0.037c_{pg}(\rho u)_0 \text{Re}_0^{-0.2} \text{Pr}_0^{-0.57}$$

получим

$$(4.2) \quad \frac{\alpha_e}{\alpha_0} = 27 \text{Pr}_0^{0.57} \frac{c_{p1}}{c_{p0}} \frac{(\rho u)_1}{(\rho u)_0} \text{Re}_0^{0.2} \frac{\kappa \langle \theta_w \rangle}{\theta_{e0} + (1 - \theta_{e0}) \kappa \langle \theta_w \rangle - \langle \theta_w \rangle}$$

Расчеты, проведенные на основании экспериментальных данных при вдувании воздуха, показали, что значения  $\alpha_e / \alpha_0$  возрастают с увеличением параметра вдувания и для различных условий испытаний располагаются при  $f \leq 0.30$  в заштрихованной на фиг. 2 области.

В работах по пористому охлаждению коэффициент теплоотдачи, отождастляемый с тепловым потоком в стенку, уменьшается с увеличением  $f$  [<sup>3-6</sup>].

Согласно (1.5) и (1.8) отношение

$$(4.3) \quad \frac{q}{q_0} = \frac{\alpha_e (T_e - \langle T_w \rangle)}{\alpha_0 (T_0 - \langle T_w \rangle)} = \frac{\alpha_e}{\alpha_0} \frac{\theta_{e0} + (1 - \theta_{e0}) \kappa \langle \theta_w \rangle - \langle \theta_w \rangle}{1 - \langle \theta_w \rangle}$$

при  $\kappa = 1$  принимает вид

$$(4.4) \quad \frac{q}{q_0} = \frac{\alpha_e}{\alpha_0} \theta_{e0}$$

Значения  $\alpha_e / \alpha_0$ , вычисленные на основании экспериментальных данных В. А. Мугалева [<sup>3</sup>] (точки 1) и Фридмана [<sup>4</sup>] (точки 2) о величинах  $q / q_0$  для пористых стенок и данных настоящей работы о значении температуры  $\theta_{e0}$ , нанесены на фиг. 2. Видно, что значения  $\alpha_e / \alpha_0$  для пористых и перфорированных стенок получались весьма близкими. При  $f = 0.05 - 0.30$  и  $c_{p1} / c_{p0} = 1$  величина  $\alpha_e / \alpha_0$  может быть аппроксимирована зависимостью

$$(4.5) \quad \alpha_e / \alpha_0 = (1 + 18.5f) (1 + 8f)^{-1} = [\theta_{e0} (1 + 8f)]^{-1}$$

Согласно экспериментальным данным о пористом охлаждении [<sup>5</sup>] относительная величина коэффициента трения  $c_f / c_{f0}$  при увеличении интенсивности вдувания уменьшается. Поэтому получается противоречивый результат: с увеличением интенсивности вдувания величина коэффициента теплоотдачи возрастает, а трения — уменьшается. Однако это противоречие кажущееся.

Из рассмотрения картины течения над перфорированной пластиной [<sup>1</sup>] следует, что при увеличении  $f$  течение вблизи стенки стремится к симметричному относительно отверстий, и поэтому осредненная величина скорости между отверстиями перфорации уменьшается. Локальные же значения скорости между отверстиями перфорации возрастают с увеличением  $f$ , вследствие чего увеличиваются и локальные значения коэффициента трения. Величина коэффициента теплоотдачи не зависит от направления скорости вблизи пластины и пропорциональна ее абсолютному значению. Поэтому при дискретном подводе охладителя сохраняется пропорциональность между местными значениями коэффициентов трения и теплоотдачи, величина которых возрастает с увеличением интенсивности вдувания. Средние (по поверхности) значения коэффициентов трения с увеличением вдувания уменьшаются, а теплоотдачи — возрастают.

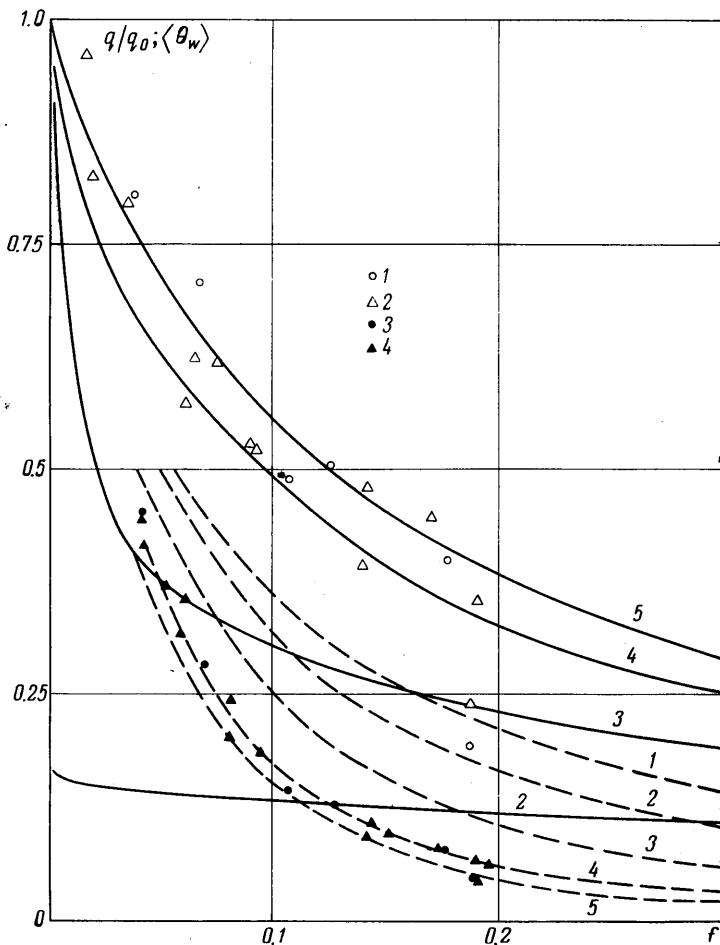
Согласно обработке экспериментальных данных значения коэффициентов теплоотдачи  $\alpha_e / \alpha_0$  при вдувании гелия увеличиваются, а при вдувании аргона уменьшаются по сравнению с аналогичными значениями ( $f = \text{const}$ ) при вдувании воздуха. Однако разброс экспериментальных значений получился заметно больше, чем при вдувании воздуха. Для ориентированных расчетов можно рекомендовать следующую формулу:

$$(4.6) \quad \alpha_e / \alpha_0 = (1 + 18.5f c_{p1} / c_{p0}) (1 + 8f)^{-1}$$

В общем случае температура проникаемой стенки  $\langle \theta_w \rangle$  и величина относительного потока тепла  $q / q_0$  (формулы (4.2) и (4.3)) кроме  $\theta_{e0}$  и  $\alpha_e / \alpha_0$  зависят от относительного прогрева охладителя в теле стенки  $\kappa$  и отношения  $c_{p1} / c_{p0}$ .

На фиг. 3 сплошными и штриховыми линиями нанесены соответственно значения  $q/q_0$  и  $\langle \theta_w \rangle$  в зависимости от  $f$  при  $c_{p1}/c_{p0} = 1$  для  $\kappa = 0$  (кривая 1), 0.1 (2), 0.3 (3), 0.75 (4) и 1 (5). Видно, как с увеличением  $\kappa$  температура стенки уменьшается, а  $q/q_0$  возрастает.

На этой фигуре для сопоставления приведены экспериментальные данные, полученные В. А. Мугалевым [3] (точки 1 —  $q/q_0$ , точки 3 —  $\langle \theta_w \rangle$ ) и Фридманом [4] (точки 2 —  $q/q_0$ , точки 4 —  $\langle \theta_w \rangle$ ) для пористых стенок



Фиг. 3

при вдувании воздуха. Как видно, при  $f < 0.15$  расчетные значения  $\theta_w$  и  $q/q_0$  при  $\kappa \approx 1$  для перфорированных стенок хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными данными для пористых стенок, что свидетельствует об общности результатов, полученных при исследовании перфорированных пластин с  $s \approx 3\%$  и  $m = 4$  отв./см<sup>2</sup>.

Как показано в [1], при  $m < 2$  отв./см<sup>2</sup> дискретность подвода охлаждающего агента сказывается на всей толщине пограничного слоя, вследствие чего, вероятно, будут также несправедливы зависимости и для  $\theta_{e0}$  и  $\alpha_e/\alpha_0$ . Для выяснения этого было определено тепловое состояние пластин с  $s \approx 3\%$  и  $m = 0.6-7$  отв./см<sup>2</sup>.

В таблице приведены экспериментальные и расчетные значения  $\langle \theta_w \rangle$  для пластин из гетинакса толщиной 1.5 мм при  $f = 0.14$ ,  $Re_{0L} = 6 \cdot 10^5$ ,

	Гетинакс				Сталь Я1-Т				
$m, \text{отв./см}^2$	0.6	1.4	2.6	4.5	0.8	2.0	2.8	4.0	6.7
Эксперимент	0.54	0.42	0.30	0.29	0.37	0.29	0.26	0.24	0.24
Расчет	0.34	0.32	0.30	0.29	0.27	0.27	0.26	0.25	0.24

$T_0 = 500^\circ \text{K}$ ,  $T_1 = 290^\circ \text{K}$  и аналогичные данные для пластин из стали Я1-Т толщиной 2 мм при  $f = 0.089$ ,  $Re_{0L} = 3.3 \cdot 10^5$ ,  $T_0 = 773^\circ \text{K}$  и  $T_1 = 290^\circ \text{K}$ .

Расчеты выполнялись по формуле

$$\langle \theta_w \rangle = \frac{\theta_{e0} [1 + A\psi\alpha_0 (1 - e^{-B/\sqrt{m}}) / 2\sqrt{3}\lambda\Delta m]}{1 - (1 - \theta_{e0} - A\alpha_0/\alpha_e) (1 - e^{-B/\sqrt{m}}) + A\psi\alpha_0 (1 - e^{-B/\sqrt{m}}) / 2\sqrt{3}\lambda\Delta m} \quad (4.7)$$

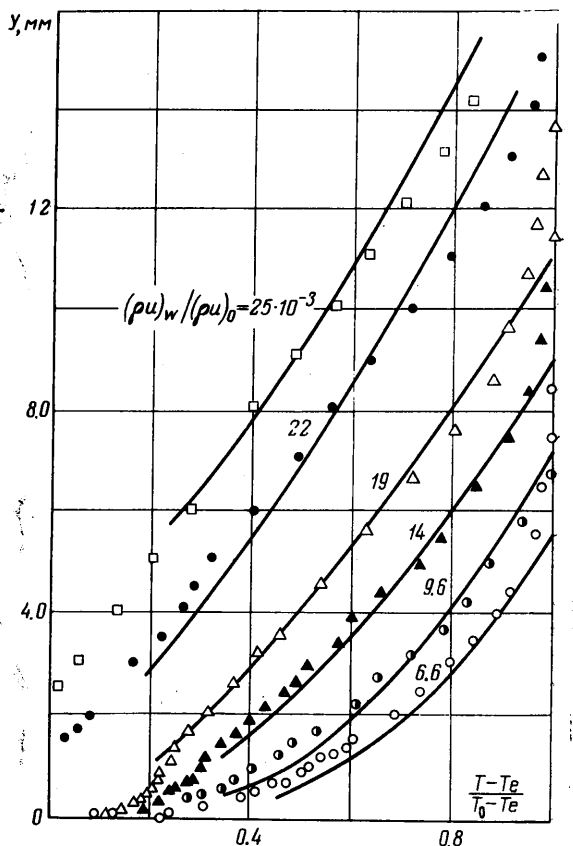
$$(A = 27 Pr_0^{0.57} f (\rho_0/\rho_1)^k c_{p1}/c_{p0}, \quad B = 3.52\sqrt{3}\pi\Delta/Pr_1^{2/3} Re_{\Delta}^{0.5} \sqrt{c},$$

$$\psi = (\langle T_w \rangle - \langle T_{w0} \rangle) \lambda \Delta / qa^2)$$

Из таблицы следует, что при  $m \geq 2$  отв./см<sup>2</sup> расчетные и экспериментальные значения находятся в удовлетворительном согласии, тогда как при  $m < 2$  отв./см<sup>2</sup> они значительно отличаются друг от друга. Эти данные также свидетельствуют об общности полученных зависимостей для перфорированного охлаждения при числе отверстий  $m \geq 2$  отв./см<sup>2</sup>.

5. Перейдем к рассмотрению полей относительных избыточных температур и концентраций и их связи с соответствующими полями относительных скоростей.

На фиг. 4 приведены поля относительных избыточных температур  $(T - T_e) / (T_0 - T_e)$  при использовании в качестве охладителя воздуха,  $u_0 = 113 \text{ м/сек}$ ,  $T_0 = 487^\circ \text{K}$ ,  $Re_0 = 2.7 \cdot 10^5$  и различных величинах  $(\rho u)_w / (\rho u)_0$  ( $(\rho u)_w$  — среднемассовый расход охладителя на единицу охлаждаемой поверхности), а на фиг. 5 — поля относительных избыточных весовых концентраций при вдувании гелия и  $u_0 = 41.5 \text{ м/сек}$ ,  $T_0 = 280^\circ \text{K}$ ,  $Re_0 = 2.6 \cdot 10^5$ . Для сравнения на этих фигурах сплошными линиями нанесены заимствованные из [1] профили относительных скоростей, у кото-



Фиг. 4



рых координата  $y$  увеличена в 1.2 раза. Видно, что соответствующие профили  $u/u_0$  и  $(T - T_e)/(T_0 - T_e)$  или  $u/u_0$  и  $(C_e - C)/C_e$  практически совпадают.

Результаты расчета толщин потери энергии  $\delta_i^{**}$  и импульса  $\delta^{**}$  при использовании в качестве охладителя воздуха показали, что отношение  $\delta_i^{**}/\delta^{**}$  по мере увеличения  $f$  сначала возрастает, а затем при  $f \geq 0.05$  становится постоянным и равным 1.2. Изменение отношения  $\delta_i^{**}/\delta^{**}$  при  $f < 0.05$  связано с влиянием предыстории течения. На исследуемой модели [1]  $\delta_i^{**}/\delta^{**} = 0.75$  при  $f = 0$ ; по мере увеличения  $f$  толщины пограничных слоев возрастают и влияние предыстории течения ослабевает.

Вывод о том, что над перфорированной пластиной при турбулентном режиме течения  $\delta_i/\delta \approx \delta_c/\delta \approx 1.2$ , находится в соответствии с результатами измерений толщин тепловой (при  $c_{p1} = c_{p0}$ ), концентрационной и динамической зон смешения при турбулентном распространении струй.

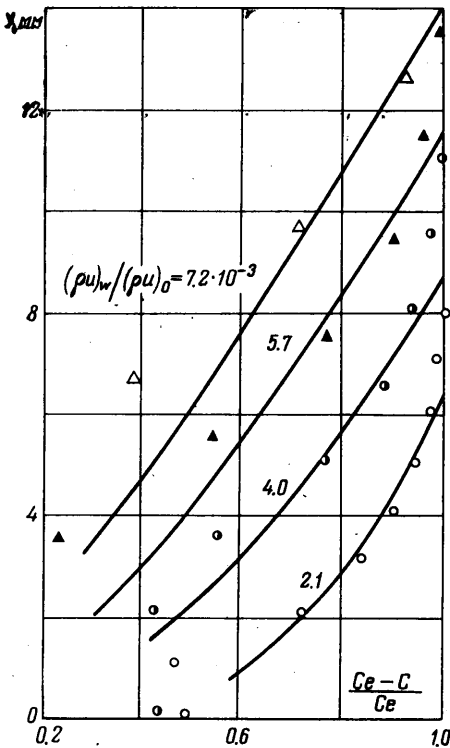
Таким образом, в пограничном слое над проницаемой пластиной распределение относительных избыточных весовых концентраций и энтальпий описывается следующей степенной зависимостью:

$$(5.1) \quad \frac{C_e - C}{C_e} \equiv \frac{i - i_e}{i_0 - i_e} = \left(\frac{y}{\delta_c}\right)^{1/n} = \left(\frac{y}{1.2\delta}\right)^{1/n}$$

Величины  $1/n$  и  $\delta$  являются функциями параметра вдувания  $f$  [1]

$$(5.2) \quad 1/n = 0.143 + 2.9f$$

$$(5.3) \quad \delta/\delta_0 = 1 + 13.5f$$



Фиг. 5

( $\delta_0$  — толщина пограничного слоя при отсутствии вдувания). Значение  $C_e$  находится с помощью (3.2). Величина  $i_e$  дополнительно зависит от прогресса охладителя в проницаемой стенке.

Указанные формулы справедливы до начала отдувания пограничного слоя от стенки [1].

В соответствии с предложенными зависимостями можно рассчитать суммарный расход охладителя в любом сечении пограничного слоя. С другой стороны, расход охладителя может быть определен как расход газа, поступивший через проницаемую стенку до рассматриваемого сечения. Совпадение этих расходов, подсчитанных независимыми способами, должно характеризовать точность построения предложенной картины течения.

Весовой расход охладителя в пограничном слое на единице ширины пластины

$$(5.4) \quad G_1 = g \int_0^{\delta_c} \rho u C dy = g \rho_0 u_0 C_e \delta_c \left[ \int_0^{\delta/\delta_c} (\rho/\rho_0) \eta^{1/n} (1 - \eta^{1/n}) \times \right.$$

$$\times (\delta_c/\delta)^{1/n} d\eta + \int_{\delta/\delta_c}^1 (\rho/\rho_0) (1 - \eta^{1/n}) d\eta \Big]$$

$$(\eta = y/\delta_c, \rho/\rho_0 = (T_0/T) [1 + (m_0/m_1 - 1)C]^{-1})$$

где  $m_1$  и  $m_0$  — соответственно молекулярные веса охладителя и сносящего потока газа.

Расход охладителя, поступающий через перфорированную стенку на единицу ее ширины

$$(5.5) \quad G_2 = g \int_0^x (\rho u)_1 dx = g \int_0^x f(\rho_0/\rho_1)^k (\rho u)_0 \text{Re}_0^{-0.2} dx =$$

$$= 1.25g (\rho u)_0 (\rho_0/\rho_1)^k f x \text{Re}_0^{-0.2}$$

Учитывая выражения (3.2) и (5.3) и имея в виду, что  $\delta_c/\delta = 1.2$  и  $\delta_0 = 0.37x \text{Re}_0^{-0.2}$ , получим

$$(5.6) \quad \frac{G_1}{G_2} = 6.58 \left( \frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^k \frac{1 + 13.5f}{1 + 18.5f} \left[ \int_0^{0.833} \frac{\rho}{\rho_0} \eta^{1/n} (1 - \eta)^{1/n} 1.2^{1/n} d\eta + \right.$$

$$\left. + \int_{0.833}^1 \frac{\rho}{\rho_0} (1 - \eta^{1/n}) d\eta \right]$$

Расчеты показали, что при  $0.05 \leq f \leq 0.295$  и  $\rho_1/\rho_0 = 0.1-4$  отношение  $G_1/G_2 = 1.0 \pm 0.2$ .

Поступила 10 III 1972

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Глазков В. В., Гусева М. Д., Жестков Б. А. О турбулентном течении над проникаемыми пластинами. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 4.
2. Смирнов М. М. Задачи по уравнениям математической физики. М., Гостехиздат, 1954.
3. Мугалев В. А. Экспериментальное исследование дозвукового турбулентного пограничного слоя на пластине со вдувом. Изв. вузов, Сер. авиац. техн., 1959, № 3.
4. Friedman J. J. A theoretical and experimental investigation of rocket — motor sweat cooling. J. Americ. Rocket Soc., 1949, No. 79, p. 147.
5. Лапин Ю. В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М., «Наука», 1970.
6. Тепло- и массоперенос, т. 1. М. «Энергия», 1968.