

ТЕПЛООБМЕН ПЛАСТИНЫ И ВЛИЯНИЕ ПЕРЕДНЕЙ КРОМКИ
В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

Ю. А. КОШМАРОВ, С. Б. СВИРЦЕВСКИЙ

(Москва)

Сообщается о результатах экспериментальных исследований теплообмена плоской пластины в переходной области при малых и больших числах Маха. Получены данные о теплоотдаче и равновесных температурах бесконечно тонкой пластины и пластин конечной толщины при нулевом угле атаки. Выявлен эффект кромки.

1. **Сверхзвуковой поток.** Эксперименты проводились в вакуумной трубе, описание которой дано в [1-3]. В качестве рабочих моделей использовался набор пластин (из меди и серебра) одинаковой толщины $\delta=0.29$ мм, имеющих разную длину по потоку $L=0.51, 4, 7, 15, 30$ мм. Размах пластин b соответствовал случаю плоского обтекания [1, 2].

В опытах измерялись нестационарным методом средние коэффициенты теплоотдачи [1, 2]. Коэффициенты теплоотдачи определялись через разность температур $(T_0 - T_w)$: $\alpha_x = Q_x / (T_0 - T_w) F$, где Q_x — суммарный тепловой поток, поступающий в модель; $F = 2Lb$ — площадь продольно-обтекаемых поверхностей пластины; T_0, T_w — адиабатическая температура торможения и температура поверхности пластины. На основании данных изменений параметров набегающего потока вычислялись значения чисел Стантона $St_{0x} = \alpha_x / \rho u c_p$, Кнудсена $Kn_\delta = 1.26 \sqrt{kM} / \delta_* Re$ и Рейнольдса $Re = \rho u L / \mu$ ($\rho, u, T, \mu(T)$ — параметры набегающего потока; $\delta_* = \delta / L$).

Было проведено несколько серий опытов, в каждой из которых выдерживалось постоянным число M и температурный фактор $t_w = T_w / T_0$ (одинаковые T_w и T_0). Серия опытов, результаты которых представлены на фиг. 1 в виде зависимости $St_{0x} = f(K)$, где $K = M Re^{-1/2}$, характеризуется числами $M = 3.8 \pm 0.1, t_w = 0.79 \pm 0.02$. Каждая серия состояла, в свою очередь, из нескольких групп опытов (кривые I, II, III). Каждая группа характеризуется постоянным значением статического давления в набегающем потоке p и, соответственно, постоянным числом Kn_δ , и охватывает эксперименты при помощи набора из пяти моделей пластин, имеющих разные L и соответственно разные $\delta_* = 0.0097 - 0.58$. Опыты с каждой моделью при данных условиях проводились несколько раз с целью уменьшения случайной ошибки. Полученные экспериментальные зависимости $St_{0x} = f(K)$ использовались затем для определения коэффициента теплоотдачи бесконечно тонкой пластины ($\delta_* \rightarrow 0$) методом экстраполяции.

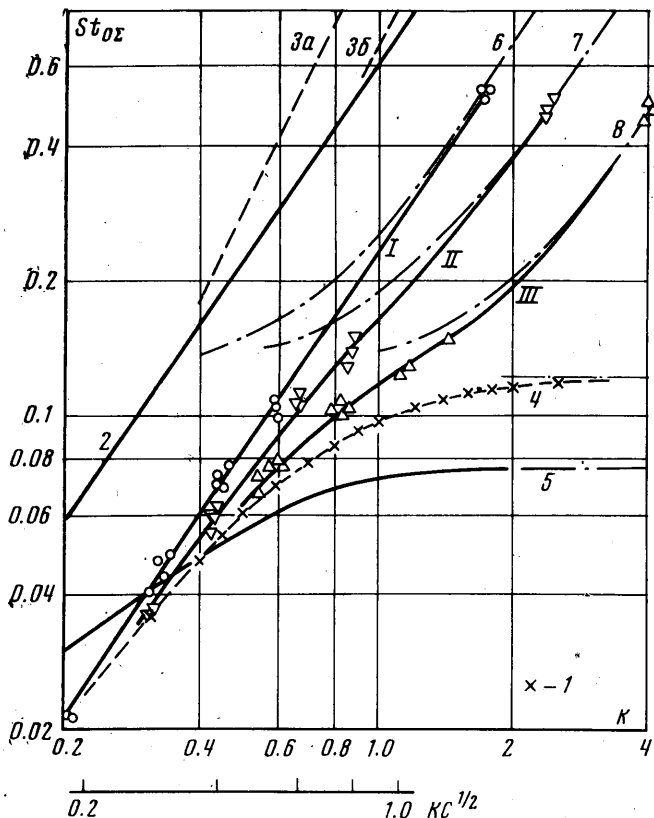
Для сравнения на фиг. 1 нанесены зависимости $St_{0m,x} = f(K)$, вытекающие из теории свободномолекулярного обтекания моделей при значении термического коэффициента аккомодации, равном единице. При этом суммарный тепловой поток в модель можно представить как сумму потоков через продольно-обтекаемые поверхности и через переднюю кромку (потоки тепла через заднюю и боковые кромки пренебрежимо малы в условиях опытов)

$$(1.1) \quad Q_x = \alpha(T_0 - T_w)F + \alpha_\delta(T_0 - T_w)F_\delta$$

Здесь $F_\delta = \delta b$ — площадь поперечно-обтекаемой поверхности пластины; α, α_δ — соответственно коэффициенты теплоотдачи на поверхностях F и F_δ . Из (1.1) следует:

$$(1.2) \quad St_{0\delta} = St_0 + 0.5\delta_* St_{0\delta}, \quad St_0 = \alpha / \rho u c_p, \quad St_{0\delta} = \alpha_\delta / \rho u c_p$$

Поскольку в каждой группе опытов величина δ_* изменялась от модели к модели, то формулу для зависимости $St_{0m\delta} = f(K)$, соответствующей сво-



Фиг. 1

бодномолекулярному режиму обтекания, удобно представить в виде ($k = c_p / c_v = 1.4$)

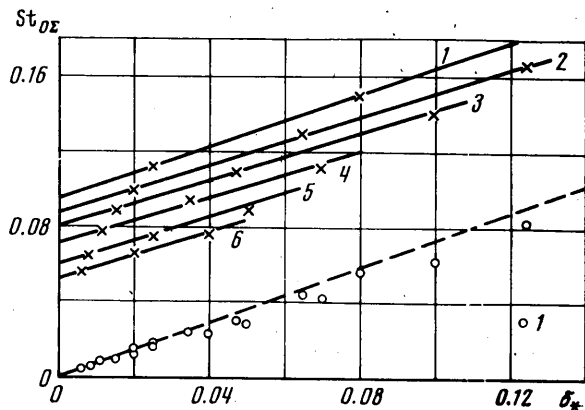
$$(1.3) \quad St_{0m\delta} = \frac{0.289}{M} \left(\frac{t_m - t_w}{1 - t_w} \right) + 0.635 \frac{K^2}{MKn_\delta} \left(\frac{t_\delta - t_w}{1 - t_w} \right)$$

$$t_m = \frac{T_m}{T_0} = \frac{1 + 0.2\gamma_m M^2}{1 + 0.2M^2}, \quad t_\delta = \frac{T_{m\delta}}{T_0} = \frac{1 + 0.2\gamma_\delta M^2}{1 + 0.2M^2}$$

где $T_m, T_{m\delta}$ — равновесная температура для L -поверхности и передней кромки при свободномолекулярном обтекании; γ_m, γ_δ — температурный коэффициент восстановления для продольно- и поперечно-обтекаемой пластины в свободномолекулярных условиях [4]. Зависимости (1.3) для каждой группы опытов представлены на фиг. 1 штрихпунктирными линиями (линия 6 соответствует числу $Kn_\delta = 2.105$, 7 — 4.21, 8 — 12.63). При наибольших значениях параметра разреженности K результаты эксперимен-

тов практически совпали с теорией свободномолекулярного обтекания. Этот факт свидетельствует о том, что в условиях опытов коэффициент термической аккомодации был близок к единице.

На фиг. 1 линией 2 нанесена зависимость, полученная в теории сильного взаимодействия для пластины с острой передней кромкой [5]; линиями 3а и 3б — зависимости, полученные в теории, основанной на нестационарной аналогии взрывной волны [6, 7] для чисел $K_{пз}=0.035$ и 0.28 соответственно.



Фиг. 2

Метод, использованный в работе для определения коэффициентов теплоотдачи бесконечно тонкой пластины, заключался в следующем. Для каждого фиксированного числа K из графика на фиг. 1 можно получить набор значений St_{0z} , соответствующих разным δ_* , т. е. $St_{0z}=f(\delta_*)$. Полученные зависимости $St_{0z}=f(\delta_*)$ использовались для получения St_0 при $\delta_* \rightarrow 0$ (фиг. 2). На графике фиг. 2 точки 1-6 соответствуют следующим значениям параметра разреженности: точка 1 — $K=0.9$, 2 — 0.8 , 3 — 0.7 , 4 — 0.6 , 5 — 0.5 , 6 — 0.45 . Найденные таким образом числа St_0 представлены на фиг. 1 точками 1. Опытная зависимость $St_0=f(K)$, отмеченная на фиг. 1 линией 4, выходит при $K \geq 3$ на свободномолекулярный предел ($K_{пз}=\infty$).

Характерной особенностью установленных из опытов зависимостей $St_{0z}=f(\delta_*)$ при всех фиксированных значениях K и t_w являлось то, что (см. фиг. 2)

$$(1.4) \quad St_{0z} - St_0 = A\delta_*, \quad A = 0.5St_{m3} = 0.5St_{m3}(t_0 - t_w)(1 - t_w)^{-1}$$

Здесь A — коэффициент пропорциональности, St_{m3} — число Стантона, вычисленное по равновесной температуре T_e . На фиг. 2 пунктирной линией показана зависимость (1.4). Точками 1 отмечены данные опытов.

Полученные результаты и сопоставление (1.4) с (1.2) позволяют сделать следующие выводы. Вклад теплового потока, поступавшего через кромку в Q_z ; при $K_{пз} > 1$ пропорционален толщине кромки. Теплоотдача кромки соответствует свободномолекулярному режиму. Практически отсутствовало влияние продольно-обтекаемых поверхностей пластины на характер течения перед кромкой. Теплоотдача продольно-обтекаемых поверхностей пластины конечной толщины в исследованной области такая же, как теплоотдача бесконечно тонкой пластины. Влияние возмущения, вносимого кромкой, на теплоотдачу продольно-обтекаемых поверхностей пластины практически отсутствовало.

Некоторое объяснение этому факту можно дать, если рассматривать условия почти свободномолекулярного обтекания пластины. В облаке молекул, эмиттируемых с поверхности кромки, ослабляется поток молекул невозмущенного течения, падающий на пластину. Это должно приводить к уменьшению поступлений энергии, т. е. к уменьшению теплоотдачи. С другой стороны, из-за столкновений молекул невозмущенного течения с отраженными от кромки молекулами образуется поток молекул первых столкновений к пластине. Этот поток увеличивает поступление энергии с падающими молекулами. Два противоположных эффекта могут при определенных условиях уравновешивать друг друга. К этим положениям можно прийти на основе количественных оценок.

Из приближенного анализа в рамках теории первых столкновений при $M \gg 1$ и $t_w \ll 1$ трудно получить

$$\frac{q - q_1}{q_1} \approx \frac{1}{\text{Kn}_w} (c_1 M - c_2)$$

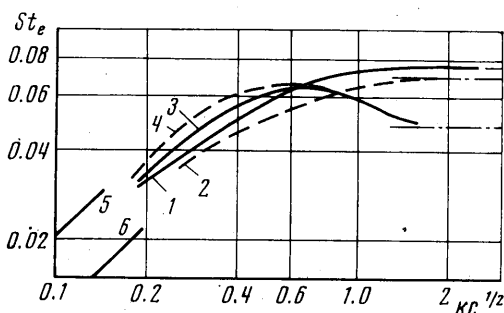
Здесь q — тепловой поток в пластину при $\delta > 0$, q_1 — тепловой поток при $\delta \rightarrow 0$, $\text{Kn}_w = \lambda_w / \delta$, где λ_w — длина среднего свободного пробега отраженных молекул. Согласно приближенным оценкам, $c_1 \approx 0.1 - 0.2$, $c_2 \approx 0.5$. При числах $M \approx 3 - 5$ влияние противоположных эффектов, обусловленных кромкой, взаимно компенсируется.

Аналогично было исследовано влияние кромки на температурный коэффициент восстановления пластины. Результаты опытов показали, что в исследованном диапазоне условий влияние кромки несущественно. Данные по средним коэффициентам восстановления, полученные в [2], с точностью 2–3% можно относить к случаю бесконечно тонкой пластины. Установленная зависимость $\gamma = (T_e - T)(T_0 - T)^{-1}$ от параметра $KC^{1/2}$, где $C = \mu(T_w)T / \mu(T)T_w$, была использована для вычисления чисел St_e , определяемых через разность температур $T_e - T_w$, по полученным данным для St_0 . Зависимость $St_e = f(KC^{1/2})$ для $M = 3.8$ и $t_w = 0.79$ отмечена на фиг. 1 линией 5.

Опытные зависимости $St_e = f(KC^{1/2})$ для различных чисел Маха при $t_w = 0.79$ (сплошные линии) и $t_w = 0.61$ (пунктирные линии) представлены на фиг. 3. Линия 1 соответствует числу $M = 3.8$, 2 — 4.15, 3 и 4 — 6. На графике нанесены также: линиями 5 и 6 зависимости для безградиентного пограничного слоя при больших скоростях газового потока [8] ($M = 3.8$ и 6 соответственно) при $t_w = 0.79$; зависимости для свободномолекулярных условий обтекания пластины, соответствующие опытным числам Маха (штрихпунктирные линии).

2. Дозвуковой поток. Исследование проводилось в вакуумной трубе, описание которой дано в [9]¹. Температура и давление воздуха в форкамере составляли соответственно $T_0 = 301 - 303^\circ \text{K}$, $p_0 = (1.252 - 3.092) \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. Измерения проводились при $M = 0.224 - 0.670$, $t_w \approx 1.09$ и $\text{Re} = \rho u L / \mu = 0.144 - 6.40$.

В качестве рабочих моделей использовался набор пластин (из меди) разной толщины ($\delta = 0.049, 0.112, 0.188$ и 0.292 мм), длины и размаха. Раз-



Фиг. 3

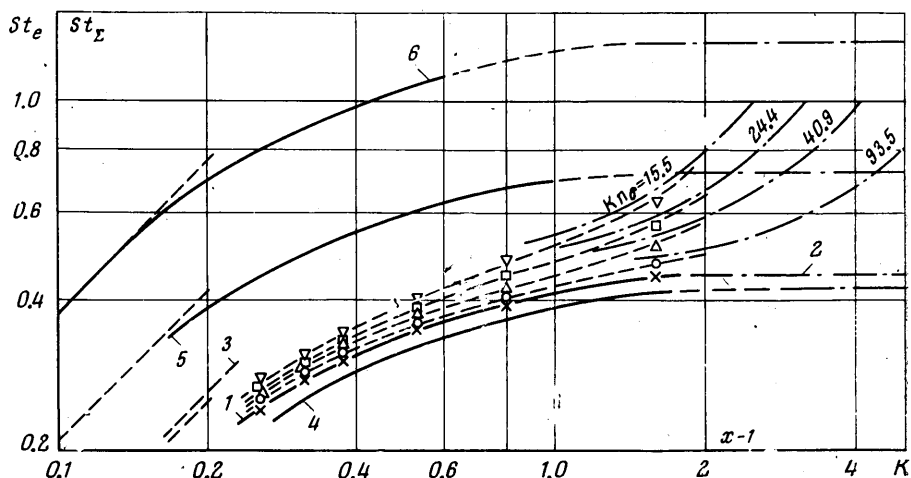
¹ В [9] в формуле (1) число π в первой квадратной скобке должно стоять под корнем квадратным.

меры L и b моделей даны ниже.

$L, \text{мм}$	0.75	3	7	14	20	20	20	20	20	30
$b, \text{мм}$	12	4.5	10.5	21	6	13	20	30	40	45

Для измерения температуры пластин применялись хромель-копелевые термопары диаметром 0.04–0.15 мм. Спаи термопар, сваренные встык, впаивались или в центральной части моделей, или в пазе на задней кромке (для моделей с $L=0.75-7$ мм).

Средние коэффициенты теплоотдачи и равновесные температуры тонких пластин определялись нестационарным методом [10]. Максимальные



Фиг. 4

ошибки в определении суммарных средних коэффициентов теплоотдачи α_x и восстановления температуры для пластин конечной толщины могли составлять соответственно для $\alpha_x \pm 10-16\%$ и для $\gamma_x \pm 8-15\%$. При исследовании теплообмена тонкой пластины предварительные опыты показали, что влияние размаха пластин и возмущений от державки становилось заметным лишь при $b/L \leq 1$. В последующих опытах в качестве основных моделей использовались пластины с шириной размаха $b=1.5L$ (у модели длиной $L=0.75$ мм размах $b=12$ мм).

Для определения характеристик теплообмена бесконечно тонкой пластины использовался метод экстраполяции. При фиксированных числах M , Re , t_w в опытах изменялась толщина пластины. Полученная при этом зависимость $St_x = f(\delta)$ экстраполировалась в сторону $\delta \rightarrow 0$.

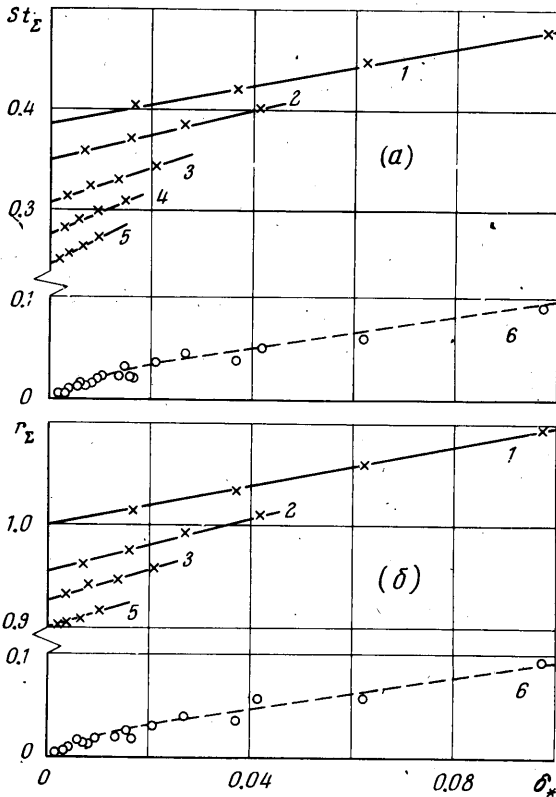
На фиг. 4 в качестве примера представлены опытные точки, полученные при $M=0.642$ и $t_w \approx 1.09$ в виде зависимости $St_x = f(K)$, где $St_x = Q_x / \rho u_p (T_w - T_{e2}) F$, T_{e2} — средняя равновесная температура модели. Каждая пунктирная линия на графике (для указанных опытных условий) соответствует фиксированному значению δ (т. е. числу Kn_0). Опытные точки на графике являются осредненными данными многочисленных экспериментов. Опытные зависимости для каждого значения Kn_0 по мере увеличения параметра разреженности выходят на соответствующую зависимость для свободномолекулярного обтекания пластины толщиной δ

(штрихпунктирные линии)

$$(2.1) \quad St_{m\Sigma} = St_m \left(\frac{t_w - t_m}{t_w - t_\Sigma} \right) + \frac{\delta_*}{2} \left[St_{m\delta} \left(\frac{t_w - t_\delta}{t_w - t_\Sigma} \right) + St_{mf} \left(\frac{t_w - t_f}{t_w - t_\Sigma} \right) \right]$$

$$\frac{\delta_*}{2} = \frac{0.746}{M} \frac{K^2}{Kn_\delta}, \quad t_\Sigma = \frac{T_{m\Sigma}}{T_0}, \quad t_i = \frac{T_{mi}}{T_0} = \frac{1 + 0.2\gamma_i M^2}{1 + 0.2M^2}, \quad i = \delta, f$$

Здесь T_{mf} , $T_{m\Sigma}$ — соответственно равновесная температура для задней кромки и суммарная для свободномолекулярных условий; γ_f — коэффициент восстановления температуры для задней кромки при свободномоле-



Фиг. 5

кулярном режиме [4]; t_Σ определялось из условия теплового баланса

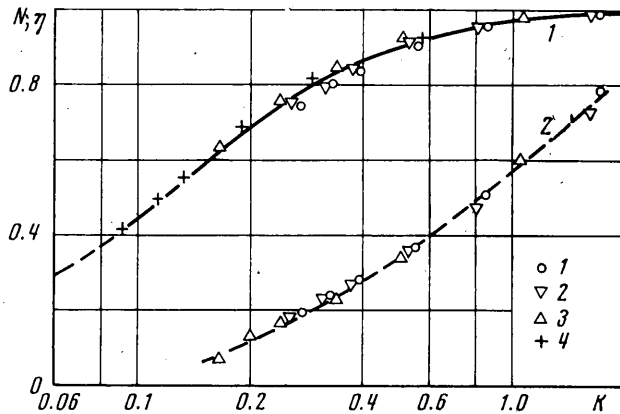
$$(2.2) \quad t_\Sigma = \frac{St_m t_m + 0.5\delta_* (St_{m\delta} t_\delta + St_{mf} t_f)}{St_m + 0.5\delta_* (St_{m\delta} + St_{mf})}$$

где St_m , $St_{m\delta}$, St_{mf} — соответственно число Стантона для L -поверхности, передней и задней кромок при свободномолекулярных условиях обтекания [4]. Если $\delta_* \rightarrow 0$, то $t_\Sigma \rightarrow t_m$.

По опытным данным для каждого числа M строились зависимости $St_\Sigma = f(\delta_*)$. На фиг. 5, а показаны такие зависимости для $M = 0.642$ и следующих значений параметра разреженности: линия 1 — $K = 0.802$, 2 — 0.529, 3 — 0.373, 4 — 0.254. Эти зависимости позволили осуществить экстраполяцию в сторону $\delta_* \rightarrow 0$ и получить данные для бесконечно тонкой пластины. Значения чисел Стантона для бесконечно тонкой пластины St_Σ

отмечены точками 1 на фиг. 4. Опытная зависимость $St_e=f(K)$ (линия 1 на графике) выходит с увеличением параметра разреженности на теоретическую зависимость (линия 2), соответствующую свободномолекулярному обтеканию ($Kn_0=\infty$, $k=1.4$). При малых разрежениях опытная зависимость приближается к зависимости (линия 3), соответствующей безградиентному пограничному слою [8]. На этом графике нанесены опытные данные по теплоотдаче бесконечно тонкой пластины для различных чисел Маха. Линия 4 соответствует $M=0.670$, 5 — 0.399, 6 — 0.224. Для этих значений M на фиг. 4 нанесены также расчетные зависимости для континуальных [8] (пунктир) и свободномолекулярных [4] (штрихпунктир) условий.

Суммарное влияние кромок на теплоотдачу продольно-обтекаемых поверхностей пластины можно оценить величиной разности St_x-St_e . Данные



Фиг. 6

о значении этой разности для числа $M=0.642$ представлены на фиг. 5, а линией 6 в виде зависимости $St_x-St_e=f(\delta_*)$. Сопоставление опытных значений St_x-St_e с расчетом, выполненным по формуле (2.1) в предположении, что кромки обтекаются невозмущенным свободномолекулярным потоком, позволило дать качественную оценку характера течения около пластины. Оказалось, что в исследованной области на теплоотдаче L -поверхности пластины конечной толщины существенно сказывается возмущение, вносимое кромками. Наблюдается также обратное влияние L -поверхности на характер обтекания кромок.

При обработке результатов исследования в системе координат $N=f(K)$, $N=(St_e+St_k)(St_m+St_k)^{-1}$, где St_k — число Стантона для пластины в континуальном режиме [8], данные, показанные на фиг. 6, располагаются в виде единой опытной зависимости (линия 1), асимптотичной к предельным режимам течения разреженного газа. Точки 1—4 на графике соответствуют следующим числам Маха: точка 1 — $M=0.670$, 2 — 0.642, 3 — 0.399, 4 — 0.224.

Аналогично с помощью метода экстраполяции было изучено влияние конечной толщины пластины на ее равновесную температуру. На фиг. 5, б опытные данные при $M=0.642$ представлены в виде зависимости $\gamma_x=f(\delta_*)$ для ряда значений параметра разреженности (обозначения соответствуют фиг. 5, а). При $\delta_* \rightarrow 0$ суммарный коэффициент восстановления γ_x стремится к значению γ для бесконечно тонкой пластины. Разности $\gamma_x-\gamma=f(\delta_*)$ показаны на графике линией 6.

Результаты по коэффициентам восстановления бесконечно тонкой пластины для различных чисел Маха представлены на фиг. 6 в виде зависимости (линия 2) $\eta = f(K)$, $\eta = (\gamma - \gamma_h) (\gamma_m - \gamma_h)^{-1}$, где $\gamma_h = \sqrt{Pr}$ — коэффициент восстановления температуры пластины для ламинарного пограничного слоя.

Поступила 3 IV 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Костерин С. И., Кошмаров Ю. А., Горская Н. М. Экспериментальное исследование теплообмена плоской пластины в сверхзвуковом потоке разреженного газа. Инж. ж., 1962, т. 2, № 2.
2. Кошмаров Ю. А., Горская Н. М. Теплообмен пластины в сверхзвуковом потоке разреженного газа. Инж. ж., 1965, т. 5, № 2.
3. Koshmarov Yu. A. Heat transfer of a sharp cone in a supersonic rarefied gas flow. Internat. J. Heat and Mass Transfer, 1966, vol. 9, No. 9.
4. Шидловский В. П. Введение в динамику разреженного газа. М., «Наука», 1965.
5. Дорренс У. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М., «Мир», 1966.
6. Cheng H. K., Hall J. G., Golian T. C., Hertzberg A. Boundary-layer displacement and leading-edge bluntness effects in high-temperature hypersonic flow. J. Aerospace Sci., 1961, vol. 28, No. 5.
7. Kemp J. H. Hypersonic viscous interaction on sharp and blunt inclined plates. AIAA paper, 1968, No. 720.
8. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М., «Наука», 1973.
9. Кошмаров Ю. А., Свирицевский С. Б. Взаимодействие насадка полного давления с дозвуковым потоком разреженного газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 4.
10. Кошмаров Ю. А., Свирицевский С. Б. Теплоотдача сферы в промежуточной области динамики разреженного газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 2.