

## ТЕПЛОТДАЧА В СОПЛАХ ЛАВАЛЯ ПРИ НАЛИЧИИ ЗАВЕСЫ

Э. П. Волчков, В. П. Лебедев, А. Н. Ядыкин

(Новосибирск)

В работе приводятся результаты исследования теплообмена при наличии завесы в сложных условиях течения: ускоренный сжимаемый осесимметричный поток со скачками уплотнения.

Опыты проведены на экспериментальной установке, подробное описание которой дано в [1]. Рабочие участки установки — сменные сверхзвуковые конические сопла. Докритическая часть сопел имела одинаковую геометрию: диаметры входного и критического сечений 80 и 20 мм, полуугол сужения  $\varphi_1/2 = 30^\circ$ . Сверхзвуковая часть сопел отличалась углами раскрытия, которые имели значения  $\varphi_2/2 = 6, 30, 40^\circ$ . Для измерения температуры стенки вдоль образующей сопла заподлицо с внутренней поверхностью помещали термомпары диаметром 0,2 мм. В тех же сечениях, где установлены термомпары, просверлены отверстия диаметром 0,4 мм для измерения статического давления.

В опытах тепловой поток был направлен от стенки к основному потоку воздуха, имеющему температуру торможения  $T_0 \approx 288$  К. Для того чтобы повысить точность экспериментального определения коэффициента теплообмена, разработан специальный метод нагрева стенки [2], направленный на значительное уменьшение перетечек тепла. Суть его заключается в следующем. На участок внутренней поверхности текстолитового сопла, представляющий собой полоску постоянной ширины 30 мм, равномерным слоем наносилась жидкая смесь на основе графита. После высыхания на стенке образовывалась тонкая электропроводящая пленка толщиной  $\sim 40$  мкм. При пропускании через нее электрического тока она нагревалась, и по измеренной мощности определялось количество выделившейся теплоты. По отношению этой теплоты к площади пленки находилась плотность теплового потока. Поскольку пленка имела одинаковую ширину и равномерное тепловыделение, плотность теплового потока по ее длине постоянна. Равномерность тепловыделения контролировалась постоянством электрического сопротивления отдельных участков пленки и равенством температуры пленки при нагреве ее током в условиях отсутствия конвективного теплообмена.

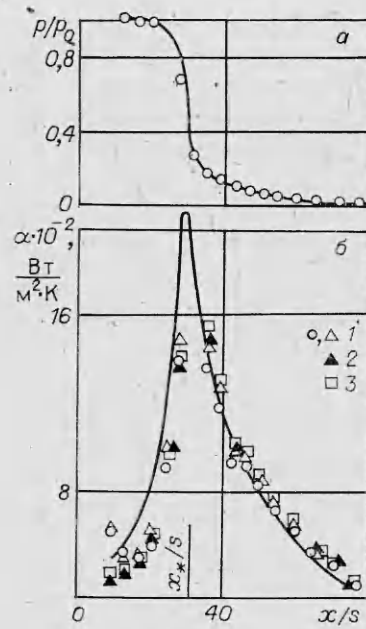
Вследствие низкой теплопроводности стенки сопла и тонкого электронагреваемого слоя продольные перетечки тепла малы, что особенно важно в условиях больших градиентов температур в направлении оси  $x$ , которые имели место в сопле Лавалья. По проведенным измерениям перетечки тепла вдоль стенки не превышали 0,3%.

Завеса организовывалась путем вдува подогретого воздуха ( $T_s \approx 329$  К) через тангенциальную щель высотой  $s = 2,7$  мм, расположенную на входе в сопло.

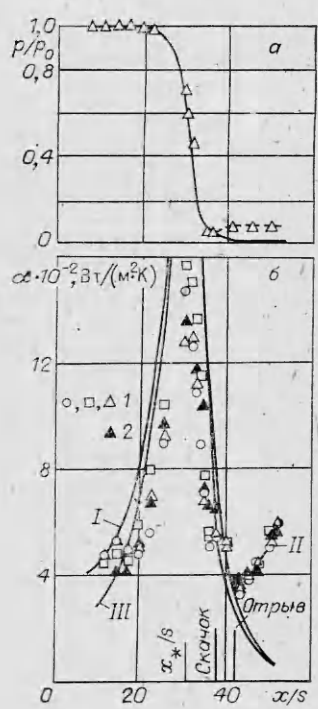
Эксперименты проведены при относительной скорости вдува через щель  $m = \rho_s w_s / \rho_0 w_0 = 0 - 0,22$ , давлении торможения в форкамере  $p_0 = 2 \cdot 10^5 - 8,3 \cdot 10^5$  Па и постоянном тепловом потоке вдоль стенки, который в разных опытах имел значения  $q_{тв} = 9,2 \cdot 10^3 - 17,9 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>. Расчетное число Маха на срезе сопла  $M = 3,4$ . Режимы течения (расчетные и нерасчетные) в соплах устанавливались изменением давления торможения в форкамере и углов раскрытия сверхзвуковой части.

При расчетных режимах течения относительное изменение статического давления на стенке  $p/p_0$  (фиг. 1, а) удовлетворительно описывается расчетом для одномерного изэнтропического течения (кривая линия) по формуле [3]

$$(1) \quad \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{k}} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{k-1}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{2}{k+1} \frac{h+1}{2(h-1)} \frac{F_*}{F},$$



Фиг. 1



Фиг. 2

где  $F$ ,  $F_*$  — площадь текущего и критического сечений;  $k$  — показатель адиабаты. На фиг. 1, б для расчетных режимов течения ( $p_0 = 8,3 \cdot 10^5$  Па) приведено распределение коэффициента теплоотдачи в сопле 30—6°, полученное как при отсутствии газовой завесы (точки 1 —  $q_w = 13,8 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>;  $m = 0$ ), так и при наличии ее (точки 2 —  $q_w = 13,8 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>,  $m = 0,22$ ; 3 —  $q_w = 9,2 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>,  $m = 0,22$ ). При этом коэффициенты теплоотдачи в опытах с завесой находились по замеренной плотности теплового потока на стенке и разности действительной и адиабатической температуры стенки. Адиабатическая температура стенки определялась в опытах с завесой при отсутствии теплового потока на стенке. В опытах без завесы температура адиабатической стенки была равна равновесной температуре. В данной обработке опыты с завесой хорошо согласуются с опытами без завесы. Такое совпадение коэффициентов теплоотдачи дает возможность при расчете теплообмена в условиях завесы пользоваться соотношениями, принятыми в расчетах теплообмена без завесы, в которых в качестве определяющей берется разность действительной и адиабатической температур стенки.

На фиг. 1, б приводится расчет коэффициентов теплообмена, выполненный с учетом сжимаемости  $\Psi_M$  и неизотермичности газа  $\Psi_T$  [4] по формуле

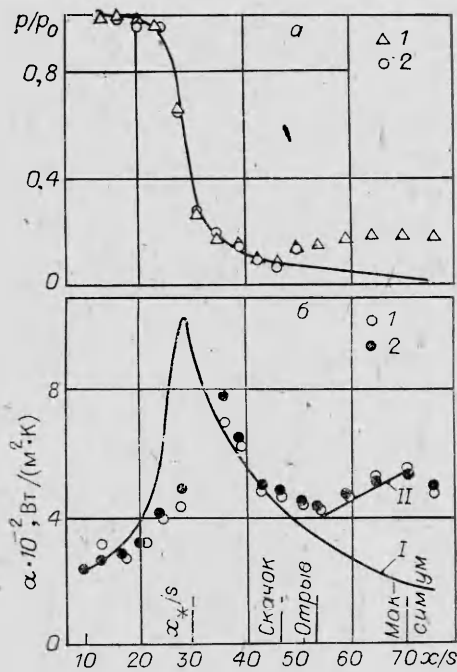
$$(2) \quad \alpha = \rho_0 w_0 c_{p0} \Psi_T \Psi_M (0,0128 / Re_T^{**0,25} Pr^{0,75}) (\mu_w / \mu_0)^{0,25},$$

$$\text{где } \Psi_M = \left[ \left( \arctg M \sqrt{r \frac{k-1}{2}} \right) / M \sqrt{r \frac{k-1}{2}} \right]^2; \quad \Psi_T = \left( \frac{2}{\sqrt{T_w / T_w^* + 1}} \right)^2.$$

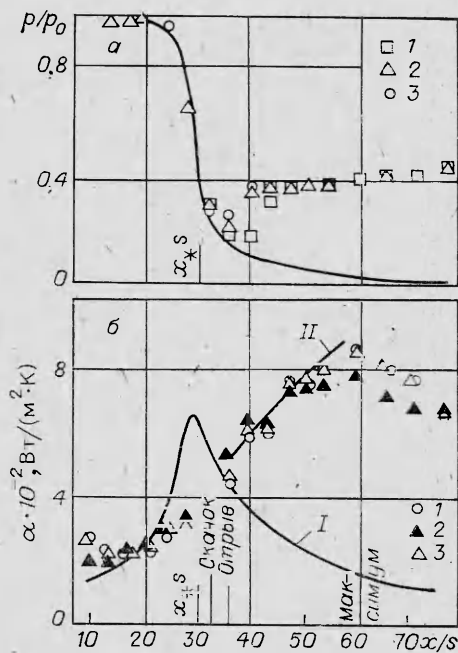
Число Рейнольдса  $Re_T^{**}$  определяется из интегрального соотношения энергии для осесимметричного течения в сопле

$$Re_T^{**} = \left( \int_0^x q_w D dx \right) / \left( \mu_0 c_{p0} (T_w - T_w^*) D \right),$$

где  $T_w$  — действительная температура стенки (при наличии теплообмена



Ф и г. 3



Ф и г. 4

$q_w \neq 0$  и завесы);  $T_w^*$  — адиабатическая температура стенки (при отсутствии теплообмена  $q_w = 0$  и наличии завесы);  $D$  — текущий диаметр сопла;  $x$  — расстояние вдоль образующей сопла;  $\mu_0$ ,  $c_{p_0}$  — динамическая вязкость и теплоемкость основного потока;  $\rho_0 w_0$  — массовая скорость потока в текущем сечении.

Из фиг. 1, б видно удовлетворительное совпадение эксперимента с расчетом, особенно в сверхзвуковой части сопла. В дозвуковой области уменьшение экспериментальных значений коэффициента теплообмена по сравнению с расчетными можно объяснить ламинаризацией течения в условиях ускорения потока. В проведенных опытах параметр ускорения  $K = (\mu/\rho_0 w_0^2)/(dw_0/dz)$  превышал значение  $K = (2-3) \cdot 10^{-3}$ , при котором наступает ламинаризация течения в соплах [5].

При нерасчетных течениях в режимах перерасширения потока в сверхзвуковой части сопел образуются скачки уплотнения, которые характеризуются повышением статического давления на стенке. Распределение статического давления для таких режимов течения показано на фиг. 2, а — 4, а для сопел с разными углами раскрытия и разным местоположением скачков (в зависимости от давления торможения в форкамере). На фиг. 2, а  $\varphi_2/2 = 40^\circ$ ,  $p_0 = 8,3 \cdot 10^5$  Па,  $q_w = 0$ ; на фиг. 3, а  $\varphi_2/2 = 6^\circ$ ,  $p_0 = 3,4 \cdot 10^5$  Па, точки 1, 2 —  $q_w = 0$ ;  $9,2 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>; на фиг. 4, а  $\varphi_2/2 = 6^\circ$ ,  $p_0 = 2 \cdot 10^5$  Па, точки 1—3 —  $q_w = 0$ ;  $9,2 \cdot 10^3$ ;  $13,8 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>; кривые — расчет для одномерного изэнтропического течения по формуле (1).

Начало области взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем можно найти по отношению статического давления в этом сечении и на срезе сопла ( $p_{ск}/p_a$ ), которое зависит от перепада давления в сопле ( $p_0/p_a$ ). В литературе имеется ряд зависимостей для нахождения  $p_{ск}$ . Например, в [6]

$$(3) \quad \frac{p_{ск}}{p_a} = \frac{2}{3} \left( \frac{p_0}{p_a} \right)^{-0,2} \quad \text{или} \quad \pi(\lambda)_{ск} = \frac{p_{ск}}{p_0} = \frac{2}{3} \left( \frac{p_a}{p_0} \right)^{1,2},$$

где  $p_{ск}$  — давление перед скачком уплотнения, которое соответствует расчетному изэнтропическому течению;  $p_0$  — давление торможения на

входе в сопло;  $p_a$  — давление на срезе сопла (или давление в окружающей среде).

В проведенных экспериментах статическое давление перед скачком  $p_{ск}$  удовлетворительно согласуется с расчетным значением, вычисленным по соотношению (3). Сечение, соответствующее началу области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем, находилось с помощью газодинамической функции  $q(\lambda)_{ск} = F_*/F_{ск}$  и выражения (3).

Взаимодействие скачков с пограничным слоем может приводить к отрыву потока от стенки и интенсификации теплообмена. Когда скачок находится вблизи среза сопла, в область за скачком уплотнения эжектируется воздух из окружающей среды. При более низких перепадах давления ( $p_0/p_a$ ) скачки смещаются в глубь сопла, удаляясь от выходного сечения, и в этом случае эжекции воздуха из окружающей среды может не быть. Как показывают данные [7, 8], процесс теплообмена за скачком уплотнения при течении без эжекции качественно меняется и является наиболее сложным.

В проведенных нами опытах на всех нерасчетных режимах течение можно рассматривать как происходящее без эжекции воздуха из внешней среды, поскольку истечение осуществляется в длинный цилиндрический канал ( $l/d = 30-60$ ). Опытные данные по теплообмену в области скачков уплотнения для сопел с разными углами раскрытия и разным местоположением скачков показаны на фиг. 2, б — 4, б. Этим экспериментам соответствует распределение давления, приведенное на фиг. 2, а — 4, а. На фиг. 2, б  $\varphi_2/2 = 40^\circ$ ,  $p_0 = 8,3 \cdot 10^5$  Па, точки 1, 2 —  $m = 0; 0,22$ ,  $q_w = 17,9 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>; на фиг. 3, б  $\varphi_2/2 = 6^\circ$ ,  $p_0 = 3,4 \cdot 10^5$  Па,  $q_w = 9,2 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>, точки 1, 2 —  $m = 0; 0,22$ ; на фиг. 4, б  $\varphi_2/2 = 6^\circ$ ,  $p_0 = 2 \cdot 10^5$  Па, точки 1—3 —  $m = 0; 0; 0,21$ ,  $q_w = 13,8 \cdot 10^3; 9,2 \cdot 10^3; 9,2 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>. Коэффициенты теплоотдачи при наличии газовой завесы определялись по адиабатической температуре стенки. В такой обработке они совпадают с коэффициентами теплоотдачи без завесы. На фиг. 2—4 кривая I представляет расчет для соответствующего безотрывного режима течения по формуле (2), на фиг. 2, б дан также расчет по формуле Бартца (кривая III) для вычисления теплоотдачи в сопле [9]

$$(4) \quad \alpha = 0,026 (\rho' w_0 D / \mu')^{0,8} \text{Pr}'^{0,4} (\lambda' / D).$$

Штрих означает, что указанные параметры определены при характерной температуре

$$T' = T + 0,5 (T_w - T) + 0,22 (T_0^+ - T),$$

где  $T_w$  — температура стенки при наличии теплообмена;  $T$  — термодинамическая температура в ядре потока;  $T_0^+ = T_0 [1 + r(k-1)M^2/2] / [1 + (k-1)M^2/2]$  — равновесная температура стенки.

Из анализа полученных экспериментальных данных следует, что в области скачков нарастание коэффициентов теплоотдачи происходит не с того сечения, где наблюдается повышение статического давления, а несколько ниже по потоку. Такой характер изменения  $\alpha$  можно объяснить известной консервативностью теплообмена к градиенту давления в области сжатия пограничного слоя вплоть до точки отрыва. Небольшое увеличение  $\alpha$  в этой области составляет в среднем 20%. Далее наблюдается сильное повышение  $\alpha$  (по сравнению с расчетным течением) до максимального значения, после чего коэффициент теплоотдачи начинает снижаться. Максимальные значения коэффициентов теплоотдачи при некоторых отрывных режимах течения могут даже превосходить расчетные значения  $\alpha$  в критическом сечении. Это относится к случаям, когда скачки уплотнения располагаются вблизи «горла» сопла, т. е. при малых значениях давления в форкамере (или при малых перепадах давления  $p_0/p_a$ ). Распределение коэффициента теплоотдачи при таком типе течения можно видеть, например, на фиг. 4, б. Как следует из опытных данных [8], в сопле с  $\varphi_2 > 8^\circ$  максимальное значение коэффициента теплоотдачи находится в сечении с услов-

ным числом Маха, равным  $M = M_{ск} + 1$ , где  $M_{ск}$  — число Маха перед скачком.

Из анализа наших опытных данных для разных углов раскрытия сопел и разных местоположений скачков следует, что отношение площади сечения сопла  $F_{отр}$ , в котором начинается нарастание коэффициента теплоотдачи, к площади сечения  $F_{ск}$ , в котором начинается повышение давления, изменяется незначительно ( $F_{отр}/F_{ск} = 1,28-1,37$ ).

От точки отрыва до точки с  $\alpha_{max}$  возрастание коэффициента теплоотдачи (относительно  $\alpha$  при расчетном течении) зависит от степени расширения сопла  $F/F_{отр}$ . На фиг. 5 приведена зависимость относительного коэффициента теплообмена в области скачков уплотнения от степени расширения сопла за сечением отрыва  $F_{отр}$  ( $\alpha$  и  $\alpha_{ск}$  — коэффициенты теплообмена при расчетном и нерасчетном режимах течения). На графике приняты следующие обозначения: 1 —  $\varphi_2/2 = 40^\circ$ ,  $p_0 = 8,4 \cdot 10^5$  Па,  $q_w = 17,9 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>; 2 —  $\varphi_2/2 = 6^\circ$ ,  $p_0 = 2 \cdot 10^5$  Па,  $q_w = 9,2 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>; 3 —  $\varphi_2/2 = 6^\circ$ ,  $p_0 = 2 \cdot 10^5$  Па,  $q_w = 13,8 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>; 4 —  $\varphi_2/2 = 6^\circ$ ,  $p_0 = 3,4 \cdot 10^5$  Па,  $q_w = 9,2 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>; 5 —  $\varphi_2/2 = 30^\circ$ ,  $p_0 = 2 \cdot 10^5$  Па,  $q_w = 9,2 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>. В такой обработке удалось обобщить экспериментальные результаты для разных геометрий сверхзвуковой части сопел ( $\varphi_2/2 = 6, 30, 40^\circ$ ) и разных местоположений скачков уплотнения ( $x_{отр}/x_* = 1,1 - 1,8$ ). Эмпирическая зависимость, которая описывает опытные данные, имеет вид

$$(5) \quad \alpha_{ск}/\alpha = 1,2(F/F_{отр})^{1,85}.$$

На основании полученного обобщения можно оценить конвективный теплообмен в области взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем от точки отрыва до сечения с максимальным  $\alpha$ . Из выражения (3) находится сечение  $F_{ск}$  начала области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем. Затем из  $F_{отр}/F_{ск} \approx 1,3$  определяется сечение, где происходит отрыв. Коэффициенты теплоотдачи  $\alpha$ , соответствующие расчетному режиму течения в области  $F_{отр} < F < F_{max}$ , находятся по формуле (2) или (4), а затем из соотношения (5) — искомые значения коэффициента теплоотдачи  $\alpha_{ск}$  в области отрыва. Расчет коэффициентов теплоотдачи по предлагаемому методу приводится на фиг. 2, б — 4, б (кривые II). Он удовлетворительно согласуется с опытами в исследованном диапазоне параметров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Волчков Э. П., Козьменко В. К., Лебедев В. П. Экспериментальное исследование эффективности газовой завесы в сверхзвуковом осесимметричном сопле. — Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1977, вып. 2, № 8.
2. Волчков Э. П., Лебедев В. П., Ядыкин А. Н. Теплообмен при нерасчетном режиме течения с завесой в сопле Лаваля. — В кн.: Тепломассообмен-VI, 1980, т. 1, ч. 1.
3. Зеленков О. С., Юрков А. В. Экспериментальное исследование отрыва потока в перерасширенных конических соплах. — Учен. зап. ЛГУ, 1968, № 338.
4. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.
5. Back L. H., Cuffel R. F. Turbulent boundary layer and heat transfer measurements along a convergent nozzle. — Trans. ASME, J. Heat Transfer, 1971, N 11.
6. Кольт С., Бедя Л. Характеристики конического сопла при течении с отрывом от стенки. — ВРТ, 1966, № 3.
7. Бэк Л., Массье П., Каффел Р. Измерения теплообмена в сверхзвуковом сопле в зоне отрыва течения вследствие скачка уплотнения. — РТК, 1968, № 5.
8. Кудрявцев В. М., Буркальцев В. А., Туманов М. Д. Исследование теплообмена в перерасширенных конических соплах. — Тр. МВТУ им. Баумана, 1979, № 290.
9. Bartz D. R. A simple equation for rapid estimation of rocket nozzle convective heat transfer coefficients. — Jet Propulsion, 1957, v. 27, p. 49.

Поступила 20/VI 1984 г.