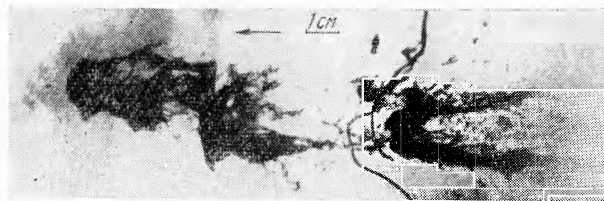


Фиг. 5

В этой же работе было исследовано влияние профиля сопла на устойчивость струи. Оказалось, что струи, выбрасываемые из цилиндрических или сходящихся сопел, распадаются быстрее, чем струи из слабо расходящихся сопел. Это явление, очевидно, связано с тем, что в сходящихся и цилиндрических соплах статическое давление в струе значительно превышает атмосферное (струя не разгружена), и при выходе из сопла происходит расширение струи, что способствует ее распаду. Небольшая



Фиг. 6

расходимость сопла обеспечивает снятие статического давления в струе до значения, близкого к атмосферному. Следует заметить, что кумулятивный характер разрыва струи наблюдается лишь при достаточно больших скоростях струй (порядка 500 м/сек и выше), что соответствует большим энергиям выстрела. При малых скоростях эта картина нарушается, струя распа-

дается быстрее. Разрушительная способность струи является наивысшей примерно на том расстоянии от сопла водомета, где заканчивается процесс разгона. В этом месте происходит наиболее жесткий удар о преграду. С еще большим удалением от сопла водомета эффективность струи начинает снова падать. Это связано с тем, что передний, наиболее быстрый участок струи расходится за счет разрыва о воздух, а оставшаяся часть струи терпит разрывы и теряет устойчивость.

Автор благодарит Б. В. Войцеховского и В. М. Титова за советы и указания.

Поступила 30 IV 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Бородин В. П., Войцеховский Б. В. Применение искровой съемки для исследования высоконапорных импульсных струй. ПМТФ, 1965, № 3.
2. Рентгеновские лучи (перевод с немецкого и английского Л. Н. Бронштейн, под ред. М. А. Блохина).
3. Лаврентьев М. А. Кумулятивный заряд и принципы его работы. Успехи матем. наук, 1957, т. 12, № 4.
4. Бородин В. П., Войцеховский Б. В., Михайлов В. В. Измерение давления высоконапорных импульсных струй методом тензометрии. ПМТФ, 1963, № 6.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНЫХ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ЗАКОНОВ ТРЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА НА НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ ГАЗА С КОНЕЧНЫМИ ЧИСЛАМИ РЕЙНОЛЬДСА

А. И. Леонтьев, Б. П. Миронов
(Новосибирск)

Показывается, что предельные относительные законы трения и теплообмена, найденные теоретическим путем, становятся справедливыми и при конечных числах Рейнольдса R^{**} , если определенным образом выбрать «стандартное» локальное значение коэффициента трения C_{f_0} и число Стантона S_0 .

В монографии [1] теоретически находится значение величины $\Psi_1 = (C_f / C_{f_{01}})$ для неизотермического пограничного слоя. Здесь C_f — локальное значение коэффициента трения в данных условиях, $C_{f_{01}}$ — при изотермическом течении, отсутствии по-

перечного потока вещества и продольного градиента давления. При этом $C_{f_{01}}$ подсчитывается по известным зависимостям для несжимаемой жидкости

$$C_{f_{01}} = f(R_1^{**}), \quad R_1^{**} = \frac{w_0 \rho_0 \delta^{**}}{\mu_0} \quad (1)$$

Здесь R_1^{**} — число Рейнольдса, соответствующее рассматриваемым условиям; δ^{**} — толщина потери импульса; w_0 , ρ_0 , μ_0 — соответственно скорость, плотность и динамическая вязкость на внешней границе пограничного слоя; ρ_0 и μ_0 отнесены к температуре внешнего потока T_0 . Исходным уравнением для вычисления Ψ_1 является выражение [1]

$$\Psi_1 = \left(\frac{1}{Z} \int_{\omega_1}^1 \left(\frac{\rho \tau_0}{\rho_0 \tau} \right)^{1/2} d\omega \right)^2, \quad (2)$$

$$Z = \left(\frac{C_{f_{01}}}{2} \right)^{1/2} \int_{y_1}^{\infty} \left(\frac{\tau_0}{1-\beta} \right)^{1/4} \frac{dy}{l}$$

Здесь y_1 , ω_1 — толщина вязкого подслоя и безразмерная скорость на его границе соответственно; ρ — плотность в пограничном слое; τ , τ_0 — относительный закон изменения касательных напряжений по толщине пограничного слоя соответственно для данных условий и для изотермических, при отсутствии поперечного потока вещества и продольного градиента давления; β — коэффициент, учитывающий влияние пульсаций плотности на перенос количества движения; l — длина пути перемешивания. Как показано в работах [2,3], расчеты по формуле (2) при учете конечных чисел Рейнольдса R_1^{**} , путем введения Z и ω_1 , по первому приближению дают среднеквадратичное отклонение от имеющихся опытных данных около 12%.

При выводе уравнения (2) на определение коэффициента трения $C_{f_{01}}$ и на выбор «стандартных» условий не накладывается каких-либо ограничений. Введем новую величину, которая определяется как

$$C_{f_w} = f(R^{**}), \quad R^{**} = \frac{w_0 \rho_0 \delta^{**}}{\mu_w} \quad (3)$$

Здесь μ_w — коэффициент динамической вязкости, найденный по температуре стенки T_w .

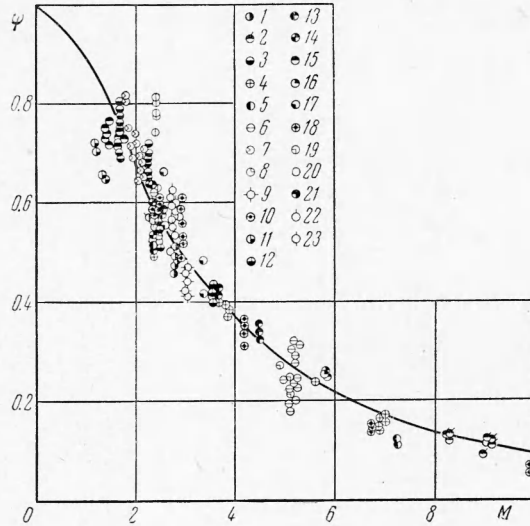
Подставив (3) в (2) и переходя к предельному случаю числа $R^{**} \rightarrow \infty$, аналогично [1] получим, что $Z \rightarrow 1$, $y_1 \rightarrow 0$, $\omega_1 \rightarrow 0$ и

$$\int_0^1 \left(\Psi \frac{\rho_0 \tau}{\rho \tau_0} \right)^{-1/2} d\omega = 1 \quad (4)$$

Так как это выражение получено для течения с исчезающей вязкостью, то оно, естественно, не должно зависеть от способа определения вязкости. Соответственно не меняется и вид уравнений для Ψ , которые получены в [1]. Для неизотермического пограничного слоя на непроницаемой пластине при числе $R^{**} \rightarrow \infty$, как известно, Ψ определяется выражением

$$\Psi = \frac{C_f}{C_{f_w}} = \left[\frac{2}{V \Psi + 1} \frac{\arctg M \sqrt{1/2r(k-1)}}{M \sqrt{1/2r(k-1)}} \right]^2$$

$$\Psi = \frac{T_w}{T_w^*} \quad \left(T_w^* = T_0 \left(1 + r \frac{k-1}{2} M^2 \right) \right) \quad (5)$$



Фиг. 1. Сопоставление опытных данных по трению и теплообмену с теорией. Кривая — предельная зависимость (5); точки: 1 — Козлов [5], 2 — Хилл [8,9], 3 — Папес [10], 4 — Соммер и Шорт [11], 5 — Аббот [3], 6 — Винклер [12], 7 — Вильсон [13], 8 — Рубезин и др. [14], 9 — Бринич и Диаконис [15], 10 — Коуп [16], 11 — Даван [17], 12 — Чепмен и Кестер [18], 13 — Колес [19], 14 — Донель [20], 15 — Хаккайнен [21], 16 — Коркеджи [22], 17 — Бредфилд и Декурзин [23], 18 — Маттинг и др. [24], 19 — Лобб и др. [25], 20 — Моноган [3], 21 — Моноган и Кук [3], 22 — Спивак [3], 23 — Моноган и Джонсон [3].

На фиг. 1 сопоставляются опытные данные различных авторов [3-25] для адиабатических условий и при наличии теплообмена с предельной зависимостью [5].

Значения C_{f_0} подсчитывались по формуле

$$C_{f_0} = 0.0252 (R^{**})^{-0.25} \quad (6)$$

Для случая теплообмена опытные точки приводятся к теплоизолированным условиям и по оси ординат отложена величина

$$\frac{C_f}{C_{f_0}} \left(\frac{\psi^{0.5} + 1}{2} \right)^2$$

Как видно из графика, при определении C_{f_0} по формуле (3) совпадение предельной зависимости с опытами достаточно хорошее.

На фиг. 2 сравниваются опытные данные с предельной зависимостью

$$\Psi_w = \left(\frac{2}{\psi^{0.5} + 1} \right)^2 \quad (7)$$

учитывающей влияние неізотермичности за счет теплообмена. Опытные результаты, полученные при сверхзвуковом обтекании, приведены к условиям несжимаемости по формуле

$$\frac{C_f}{C_{f_0}} \left(\frac{M \sqrt{1/2r(k-1)}}{\arctg M \sqrt{1/2r(k-1)}} \right)^2 = f(\psi)$$

Из графика следует, что и для этих условий предельная зависимость удовлетворительно согласуется с опытными данными. Исключение составляют опыты работ [7, 12, 25].

Таким образом, переход к новому эталону C_{f_0} в относительной величине Ψ позволяет с достаточной уверенностью использовать в расчетах неізотермичного турбулентного пограничного слоя предельные значения Ψ и не учитывать влияние конечных чисел R^{**} . Как следует из фиг. 1, 2, аналогичные выводы можно сделать и для закона теплообмена. В этом случае число Стантона

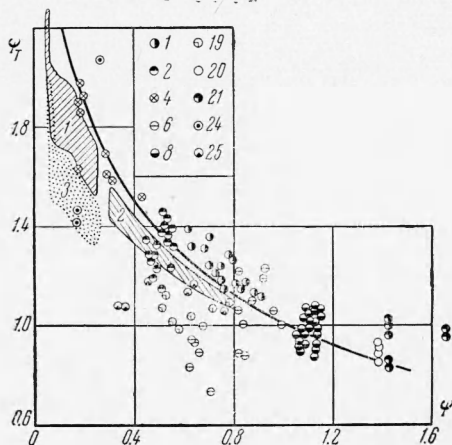
$$S_0 = f(R_T, P) \left(R_T^{**} = \frac{w_0 \rho_0 \delta_T}{\mu_w} \right)$$

Здесь δ_T^{**} — толщина потери энергии, P — число Прандтля, определяемое по температуре потока. При обработке опытных данных [7, 10, 23] и В. П. Комарова [4], которые получены при значениях числа R_T^{**} от 1000 до 30 000, число Стантона S_0 находилось по формуле

$$S_0 = 0.0126 R_T^{*-0.25} P^{-0.75} \quad (8)$$

Опыты по теплообмену и трению [6] проведены при сравнительно низких числах Рейнольдса R_1^{**} (200—500). Для этого диапазона чисел R_1^{**} значения S_0 подсчитывались по зависимости $S_0 = 1/2 C_{f_0} P^{-0.75}$, а C_{f_0} — по формуле, рекомендованной в [3].

Полученный результат о применимости предельных формул не является неожиданным, если принять во внимание следующие обстоятельства. Величина Ψ при $R^{**} \rightarrow \infty$, определяемая из [4], учитывает влияние неізотермичности лишь через изменение плотности в пограничном слое. Переменная вязкость в ламинарном подслое может влиять на относительные законы трения и теплообмена только при конечных числах R^{**} . При этом можно предположить, что величина Ψ остается той же, что при $R^{**} \rightarrow \infty$, поскольку влияние переменной плотности в ламинарном подслое, где преобладает вязкостное трение, не может быть существенным. В этом случае «стандартные» величины C_{f_0} (или S_0) разумно выбрать такими, чтобы они учитывали лишь то влияние неізотермичности, которое проявляется в ламинарном подслое, т. е. учитывали бы переменную вязкость. Можно полагать, что выражение (3) удовлетворяет этим



Фиг. 2. Сопоставление опытных данных по трению и теплообмену с теорией. Кривая — предельная зависимость (7); данные по трению; точки: 1 — Козлов [5], 2 — Хилл [8, 9], 4 — Соммер и Шорт [11], 6 — Винклер [12], 24 — Аббот [1], 20 — Моноган, 21 — Моноган и Кук, 19 — Лобб и др. [25], область 1 — Белянин [4]; данные по теплообмену; точки: 3 — Папес [10], 25 — Мухин [7]; области: 2 — Комаров [4], 3 — Белянин [4]

требованиям. Некоторым подтверждением этого являются опыты при неизотермическом течении капельных жидкостей, когда плотность в пограничном слое является постоянной, а вязкость переменной.

Для этих условий влияние неизотермичности на закон трения в первом приближении можно исключить, если коэффициенты динамической вязкости, входящей в критерий R^{**} , определять по температуре стенки [26–29].

Поступила 20 IX 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. Изд. СО АН СССР, Новосибирск, 1962.
2. Сполдинг Д. Б., Чи С. У. Поверхностное трение на плоской пластине в потоке сжимаемой жидкости. Ракетная техника и космонавтика (русс. перев.), 1963, № 9.
3. Spalding D. B., Chi S. W. The Drag of a compressible Turbulent boundary Layer on a Smooth Flat Plate with and without Heat Transfer. J. Fluid. Mech., 1964, vol. 18, No. 1, part 1.
4. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. и др. Трение и тепло-массообмен в турбулентном пограничном слое (под ред. С. С. Кутателадзе). Изд. СО АН СССР, Новосибирск, 1964.
5. Козлов Л. В. Экспериментальное исследование поверхностного трения на плоской пластине в сверхзвуковом потоке при наличии теплообмена. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1963, № 2.
6. Белянин Н. М. Экспериментальное исследование трения и теплообмена при течении газа в трубе. ПМТФ, 1964, № 4.
7. Мухин В. А., Сукомел А. С., Величко В. И. Экспериментальное исследование теплообмена при течении газа в круглой трубе со сверхзвуковой скоростью при больших температурных напорах. Инж.-физ. ж., 1962, № 11.
8. Hill F. K. Boundary Layer Measurements in Hypersonic Flow.— J. Aero. Sci., 1956, vol. 23, No. 1.
9. Hill F. K. Turbulent Boundary Layer Measurements at Mach Number from 8–10. Phys. Fluids, 1959, vol. 2, p. 668–680.
10. Papas C. C. Measurements of Heat Transfer in the Turbulent Boundary Layer on a Flat Plate in Supersonic Flow and Comparison with Skin Friction Results. NACA, 1954, TN 3222.
11. Sommer S. C., Chort B. J. Free-Flight Measurements of Skin Friction of Turbulent Boundary Layers with High Rates of Heat Transfer at High Supersonic Speeds. J. Aeron. Sci., 1956, vol. 23, No. 6.
12. Winkler E. M. Investigation of Flat Plate Hypersonic Turbulent Boundary Layers with and without Heat Transfer.— J. Appl. Mech. Trans. ASME, ser. E. 1961, vol. 28, p. 323–329.
13. Wilson R. E. Turbulent Boundary Layer Characteristics at Supersonic Speeds—Theory and Experiments. J. Aero. Sci., 1950, vol. 17, p. 585–594.
14. Rubesin M. W., Maydew R. C., Varga S. A. Analytical and Experimental Investigation of the Skin Friction of the Turbulent Boundary Layer on a Flat Plate at Supersonic Speeds. NACA, 1951, TN 2305.
15. Brinich P. F., Diaconis N. S. Boundary Layer Development and Skin Friction at Mach Number 3.05. NACA, 1952, TN 2742.
16. Cope W. F. The Measurement of Skin Friction in a Turbulent Boundary Layer at Mach Number of 2,5 including the Effect of Shock Wave. Proc. Roy. Soc. A., 1952, 215, No. 1120, p. 84–99.
17. Dahwan S. Direct Measurements of Skin Friction. NACA, 1952, TN 2667.
18. Chapman D. R., Kester R. H. Turbulent Boundary Layer and Skin Friction Measurements in Axial Flow along Cylinders at Mach Number between 0,5–3,6. NACA, 1954, TN 3097.
19. Coles D. Measurements of Turbulent Friction on a Small Flat Plate in Supersonic Flow. J. Aero. Sci., 1954, vol. 21, p. 433–448.
20. O'Donnell R. M. Experimental Investigation at Mach Number of 2.41 of Average Skin-Friction coefficients and Velocity Profiles for Laminar and Turbulent Boundary Layers and Assessment of Probe Effects. NACA, 1954, TN 3122.
21. Hakkinen R. J. Measurements of Turbulent Skin Friction on a Flat Plate at Transonic Speeds. NACA, 1955, TN 3486.
22. Korkegi R. H. Transition Studies and Skin Friction Measurements on an Insulated Flat Plate at a Mach Number of 5.8. J. Aero. Sci., 1956, vol. 23, p. 97–107.
23. Bradfield W. S., de Coursin D. V. Measurements of Turbulent Heat Transfer on Bodies of Revolution at Supersonic Speeds. J. Aero. Sci., 1956, vol. 23, No. 3, p. 272–274.

24. Matting E. W., Chapman D. R., Nykolm J. R., Thomas A. S. Turbulent Skin Friction at High Mach Numbers and Reynolds Numbers in Air and Helium. NASA, 1961, TR — R — 82.
25. Lobb R. K., Winkler E. M., Persh J. Experimental Investigations of Turbulent Boundary Layers in Hypersonic Flow. J. Aero. Sci., 1955, vol. 22, No. 1, p. 1—10.
26. Петухов Б. С., Мучник Г. Ф. К вопросу о гидравлическом сопротивлении при турбулентном неизотермичном движении жидкости в трубах. Ж. техн. физ., 1957, т. 27, № 5.
27. Михеев М. А., Филимонов С. С., Хрусталева Б. А. Исследование теплообмена и гидравлического сопротивления при движении воды в трубах. Сб. «Конвективный и лучистый теплообмен», Изд-во АН СССР, 1960.
28. Kreith F., Sommerfield M. Heat Transfer to Water at High Flux Densities with and without Surface Boiling.— Trans. ASME, 1949, vol. 71, No. 7, p. 805—815.
29. Kreith F., Sommerfield M. Pressure Drop and Convective Heat Transfer with Surface Boiling at High Heat Flux. Trans. ASME, 1950, vol. 72, No. 6, p. 869—879.

О ВЛИЯНИИ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОЙ ФАЗЫ НА НАРУШЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ПУЗЫРЬКОВОГО КИПЕНИЯ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ ЖИДКОСТИ

В. М. Боришанский, М. А. Готовский

(Ленинград)

При работе высоконапряженных парогенерирующих устройств может иметь место ухудшение режима охлаждения, вызванное нарушением устойчивости пузырькового кипения на парогенерирующей поверхности нагрева (так называемый кризис кипения).

С. С. Кутателадзе [1] было указано на решающее влияние гидродинамической устойчивости двухфазного пограничного слоя на условия прекращения пузырькового кипения. Основываясь на этом, один из авторов [2] предложил следующую схему явления кризиса кипения. Двухфазный пристенный слой образуется системой струек жидкости неправильной формы, обтекаемых паром. Прекращение пузырькового кипения рассматривается как следствие нарушения гидродинамической устойчивости движения фаз в пристенном слое.

В первом приближении будем считать струйки жидкости цилиндрическими, и толщину пристенного двухфазного слоя такой, что длина сплошной части струйки меньше толщины пристенного слоя уже при очень малых инкрементных колебаниях. Пар будем считать невязким. Система уравнений движения и неразрывности для обеих фаз рассматривается в относительном движении для малых колебаний поверхности раздела. Полученные решения подставляются в условия на границе раздела фаз. В результате получается алгебраическое уравнение, связывающее инкремент колебаний с длиной волны [3,4]

$$\alpha^2 + \frac{2\nu k^2}{I_0(ka)} \left[I_1'(ka) - \frac{2kl}{k^2 + l^2} \frac{I_1(ka)}{I_0(la)} I_1'(la) \right] \alpha = \frac{\sigma k}{\rho a^2} [1 - k^2 a^2] \frac{I_1(ka) l^2 - k^2}{I_0(ka) l^2 + k^2} + \frac{\rho'' k^2 u''^2}{\rho} \frac{k_0(ka) I_1(ka) l^2 - k^2}{k_1(ka) I_0(ka) l^2 + k^2} \quad \left(l^2 = k^2 + \frac{\alpha}{\nu} \right) \quad (1)$$

Здесь α — инкремент колебаний, k — волновое число, ν — коэффициент кинематической вязкости жидкой фазы, ρ'' — плотность пара, ρ — плотность жидкости, u'' — относительная скорость пара в жидкости, a — радиус невозмущенной струи, σ — поверхностное натяжение на границе жидкость — пар, $I_i(x)$, $K_i(x)$ — бесселевы функции мнимого аргумента.

Рассмотрим сначала уравнение (1) без учета влияния вязкости жидкости, т. е. будем считать, что $\nu = 0$. При этом линейный член обращается в нуль, и уравнение (1) принимает вид

$$\alpha^2 = \frac{\sigma k}{\rho a^2} [1 - k^2 a^2] \frac{I_1(ka)}{I_0(ka)} + \frac{\rho'' k^2 u''^2}{\rho} \frac{K_0(ka) I_1(ka)}{K_1(ka) I_0(ka)} \quad (2)$$

Оценим количественно члены, входящие в правую часть уравнения (2), полагая волновое число k близким к величине $1/a$. Оценку производим для кипения воды при атмосферном давлении. Диаметр струйки жидкости значительно меньше отрывного