

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
2. Унзольд А. Физика звездных атмосфер. — М.: ИЛ, 1949.
3. Зельдович Я. Б., Компанец А. С. К теории распространения тепла при теплопроводности, зависящей от температуры // К 70-летию акад. А. Ф. Иоффе. — М.: Изд-во АН СССР, 1950.
4. Павлов К. Б., Романов А. С. Об изменении области локализации возмущений в процессах нелинейного переноса // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1980. — № 6.
5. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
6. Лейбензон А. С. Распространение волны горения в среде с нелинейной теплопроводностью // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1979. — № 4.
7. Андрианкин Э. И. Тепловая волна, излучающая энергию с фронта // ЖТФ. — 1959. — Т. 29, № 11.
8. Романов А. С. О конечной скорости лучистого теплопереноса // ПМТФ. — 1987. — № 1.
9. Справочник по специальным функциям/Под ред. А. Абрамовица, И. Стиган. — М.: Наука, 1979.
10. Киселев Ю. Н. Излучательные свойства сильной ударной волны в неопе // ПМТФ. — 1983. — № 1.
11. Думкина Г. В., Козманов М. Ю. Точное решение нелинейной системы уравнений энергии и нестационарного переноса излучения // ЖВММФ. — 1979. — № 4.
12. Самарский А. А., Соболев И. М. Примеры численного расчета температурных волн // ЖВММФ. — 1963. — Т. 3, № 4.

г. Москва

Поступила 18/V 1987 г.,
в окончательном варианте — 11/V 1988 г.

УДК 536.24

А. М. Бубенчиков, С. Н. Харламов

ТРЕНИЕ И ТЕПЛОБМЕН ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ ГАЗА ЗА УСКОРЯЮЩИМСЯ ПОРШНЕМ

Рассматриваются неустановившееся турбулентное движение газа и теплообмен на отрезке круглой цилиндрической трубы, ограниченной с одного конца неподвижной стенкой, с другого — поршнем, способным перемещаться. В начальный момент времени давление, плотность и температура газов в области между стенкой и поршнем существенно превосходят параметры состояния в свободной части канала. Стенка трубы теплопроводящая. Под действием давления сжатых газов поршень, имеющий конечную массу, приобретает значительное ускорение и движется к свободному концу трубы. В плане определения усредненных по сечению канала характеристик потока и скорости движения поршня такая постановка известна как классическая задача Лагранжа [1].

Цель настоящей работы — исследование турбулентной структуры течения в рассматриваемых условиях и определение параметров динамического и теплового воздействия потока на стенку канала.

Предполагаем, что существует осевая симметрия течения. Газ совершенный, аксиальный перенос тепла и импульса посредством диффузии отсутствует. Течение газа в данном случае описывается уравнениями Рейнольдса в приближении «узкого канала» [2], которые совместно с уравнениями энергии для газа и теплопроводности для стенки имеют вид

$$(1) \quad \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho u_r r)}{\partial r} = 0;$$

$$(2) \quad \rho \left(\frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_r \frac{\partial u_x}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{\Sigma} \frac{\partial u_x}{\partial r} \right), \quad \frac{\partial p}{\partial r} = 0;$$

$$(3) \quad \rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_x \frac{\partial T}{\partial x} + u_r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{dp}{dt} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_{\Sigma} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \mu_{\Sigma} \left(\frac{\partial u_x}{\partial r} \right)^2,$$

$$p = \rho R_r T;$$

$$(4) \quad \rho c_c \frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial r} \right), \quad \frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{u_x \partial p}{\partial x},$$

$$\mu_{\Sigma} = \mu + \mu_t, \quad \lambda_{\Sigma} = \lambda + \lambda_t.$$

Здесь t, x, r — время и независимые пространственные координаты; u_x, u_r — компоненты вектора скорости; ρ, T, p — плотность, температура и давление газа; μ, λ — коэффициенты молекулярной вязкости и теплопроводности; μ_t, λ_t — турбулентные аналоги коэффициентов переноса; c_p, R_g — изобарная теплоемкость и газовая постоянная; ρ_c, c_c, λ_c — плотность, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности материала стенки; T_c — температура стенки. Все величины в системе (1)–(3) осредненные (осреднение турбулентных пульсаций). Зависимость вязкости газа от температуры определялась законом Саттерленда [3].

В силу того что давление не зависит от радиальной координаты, распределение $p = p(x, t)$ целесообразно найти из решения усредненных поперек канала уравнений (1)–(3). Аналогично [4] для получения давления имеем следующую систему одномерных нестационарных уравнений газовой динамики:

$$(5) \quad \frac{\partial (\bar{\rho}s)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho}us\beta_1)}{\partial x} = 0;$$

$$(6) \quad \frac{\partial (\bar{\rho}us\beta_1)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho}u^2s\beta_2)}{\partial x} = -s \frac{\partial p}{\partial x} - \chi \tau_w;$$

$$(7) \quad \frac{\partial}{\partial t} \left[\left(\frac{p}{\gamma-1} + \bar{\rho} \frac{u^2}{2} \beta_3 \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{p}{\gamma-1} + \bar{\rho} \frac{u^2}{2} \beta_3 \right) us \right] = \\ = - \frac{\partial}{\partial x} (pus) - \chi q_w,$$

где s — площадь поперечного сечения; χ — его периметр; γ — показатель адиабаты;

$$(8) \quad \tau_w = -\mu \left. \frac{\partial u_x}{\partial r} \right|_{r=R}, \quad q_w = \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R}, \quad \bar{\rho} = \frac{1}{s} \int \int \rho ds;$$

$$(9) \quad u = \frac{1}{s} \int \int u_x ds, \quad \beta_i = \frac{1}{\bar{\rho} u_x^i} \int \int \rho u_x^i ds \quad (i = \overline{1, 3})$$

— коэффициенты неоднородности потока или дисперсии газодинамических параметров относительно усредненных по сечению канала значений этих величин.

Уравнения (5)–(7) — точное следствие системы (1)–(3). Поэтому при определении давления не используются дополнительные предположения, упрощающие математическую модель процесса. Таким образом, на каждом шаге по времени численное решение задачи можно получить в два этапа. На первом решаются уравнения (5)–(7), находятся распределение давления и все усредненные характеристики течения на новом слое по времени. При этом τ_w, q_w, β_i берутся с прошлого временного слоя. На втором этапе интегрируются уравнения (1)–(4), т. е. рассчитываются двумерные поля искомых величин и, согласно (8), (9), определяются τ_w, q_w, β_i .

Заметим, что в случае незначительных потерь на трение и теплоотдачу и при слабом влиянии коэффициентов β_i могут быть применены точные аналитические решения уравнений газовой динамики (см., например, [5]).

В задачах рассматриваемого класса характерные скорости течения весьма велики. Диапазон изменения чисел Рейнольдса определяется интервалом от 0 до 10^7 , т. е. пристенная зона характеризуется наличием больших градиентов искомых величин. Кроме того, область изменения пространственных переменных не является стационарной. В этих условиях в уравнениях, определяющих процессы в газовой фазе, целесообразно сделать замену переменных:

$$(10) \quad \{t, x, r\} \rightarrow \{t, \xi, \eta\}: t_1 = t, \quad \xi = \int_{x_{CT}}^x \bar{\rho} s ds, \quad \eta = \ln \left(1 - \frac{r}{R} + \Delta \right).$$

Здесь $x_{ст}$ — эйлера координата левой границы области течения; R — внутренний радиус канала; Δ — параметр преобразования, обеспечивающий попадание необходимого числа точек разностной сетки в вязкий подслои. Использование замены (10) позволяет в плоскости новых пространственных координат получить стационарную область интегрирования. Заметим, что при $R = \text{const}$ преобразование (10) является ортогональным. В стенке канала, как и в газе, у границы раздела фаз существует область больших градиентов температуры, а следовательно, и в этой части расчетной области необходимо сгущение узлов разностной сетки. Кроме того, сопряженная постановка тепловой части задачи (уравнения распространения тепла в газе и стенке с граничными условиями четвертого рода на границе раздела фаз) требует применения согласованных сеток в твердой и газообразной фазах. Всего этого можно добиться, если в уравнении (4) сделать замену переменных вида (10), где в качестве новой независимой поперечной координаты взять $\eta_1 = \ln(R/r - 1 + \Delta_1)$ (Δ_1 — параметр, обеспечивающий сгущение узлов разностной сетки у внутренней поверхности канала).

Преобразованная таким образом система уравнений имеет вид

$$(11) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t_1} + w \xi_x \frac{\partial \rho}{\partial \xi} + \rho \xi_x \frac{\partial u_x}{\partial \xi} + \frac{\eta_r}{r} \frac{\partial}{\partial \eta} (\rho u_r r) = 0;$$

$$(12) \quad \rho \left(\frac{\partial u_x}{\partial t_1} + w \xi_x \frac{\partial u_x}{\partial \xi} + u_r \eta_r \frac{\partial u_x}{\partial \eta} \right) = \xi_x \frac{\partial p}{\partial \xi} - \frac{\eta_r}{r} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(r \lambda_{\Sigma} \eta_r \frac{\partial u_x}{\partial \eta} \right); \quad \frac{\partial p}{\partial \eta} = 0;$$

$$(13) \quad \rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t_1} + w \xi_x \frac{\partial T}{\partial \xi} + u_r \eta_r \frac{\partial T}{\partial \eta} \right) = \frac{\eta_r}{r} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(r \lambda_{\Sigma} \eta_r \frac{\partial T}{\partial \eta} \right) + \frac{dp}{dt_1} + \mu_{\Sigma} \eta_r^2 \left(\frac{\partial u_x}{\partial \eta} \right)^2;$$

$$(14) \quad \rho c c_c \left(\frac{\partial T_c}{\partial t_1} - \xi_x u \frac{\partial T_c}{\partial \xi} \right) = \frac{\eta_{1r}}{r} \frac{\partial}{\partial \eta_1} \left(r \lambda_{\Sigma} \eta_{1r} \frac{\partial T_c}{\partial \eta_1} \right);$$

$$(15) \quad \frac{\partial v}{\partial t_1} - \frac{\partial us}{\partial \xi};$$

$$(16) \quad \frac{\partial u}{\partial t_1} = -s \frac{\partial p}{\partial \xi} - \frac{\chi}{s} v \tau_w;$$

$$(17) \quad \frac{\partial e}{\partial t_1} + p \frac{\partial v}{\partial t_1} = \frac{\chi}{s} v (q_w - u \tau_w), \quad e = \frac{pv}{\gamma - 1}.$$

Здесь $w = (u_x - u)$; $\xi_x = \bar{\rho} s$; $\eta_r = \frac{1}{R(1 + \Delta) - r}$; $\eta_{1r} = \frac{1}{r - R(1 - \Delta)}$;

$$\frac{dp}{dt_1} = \frac{\partial p}{\partial t_1} + w \xi_x \frac{\partial p}{\partial \xi}; \quad v = \frac{1}{\rho}; \quad \beta_i = 1 \quad (i = \bar{1}, \bar{3});$$

τ_w , q_w , $\bar{\rho}$, u определяются соотношениями (8), (9).

Учет нестационарности изменения турбулентной структуры потока проводился на основе модели типа энергия — масштаб. Выбранное согласно [6] уравнение баланса кинетической энергии турбулентности дополняется дифференциальным уравнением переноса интегрального масштаба турбулентных пульсаций [7]. В случае нестационарного течения сжимаемого газа модель представляется в виде

$$(18) \quad \frac{\partial E}{\partial t_1} + w \xi_x \frac{\partial E}{\partial \xi} + u_r \eta_r \frac{\partial E}{\partial \eta} = \frac{\eta_r}{r} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[r (v + v_i) \eta_r \frac{\partial E}{\partial \eta} \right] + v_i \eta_r^2 \left(\frac{\partial u_x}{\partial \eta} \right)^2 - \frac{b_2 (v + b_1 v_i)}{L^2} E;$$

$$(19) \quad \frac{\partial L}{\partial t_1} + w \xi_x \frac{\partial L}{\partial \xi} + u_r \eta_r \frac{\partial L}{\partial \eta} = \frac{\eta_r}{r} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[r (v + b_3 v_i) \eta_r \frac{\partial L}{\partial \eta} \right] - b_4 \frac{L}{E} v_i \eta_r^2 \left(\frac{\partial u_x}{\partial \eta} \right)^2 + B b_5 \sqrt{E} \left(1 - \frac{L^2}{(R-r)^2} \right),$$

где $b_1 = 0,4$; $b_2 = 3,93$; $b_3 = 0,35$; $b_4 = 0,125$; $b_5 = 0,29$; $B = b_6 + b_7/Re_t$; $b_6 = 0,3$; $b_7 = 1,75$.

При нахождении коэффициентов турбулентного переноса импульса и тепла использовались соотношения [6, 8]

$$(20) \quad v_t/v = \alpha Re_t [1 - \exp(-\sigma_2 Re_t^2) + \sigma_3 Re_t^{1/2} \exp(-\sigma_1 Re_t^2)],$$

$$Re_t = \frac{V\sqrt{\varphi E} L}{\nu}, \quad \alpha = 0,2, \quad \sigma_1 = 4 \cdot 10^{-4}, \quad \sigma_2 = 2,1 \cdot 10^{-4}, \quad \sigma_3 = 2 \cdot 10^{-2},$$

$$Pr_t = \frac{v_t}{\nu} \left\{ \left[(2\kappa_1 Pr)^{-2} + \frac{v_t}{\kappa_3 \nu} \left(\frac{v_t}{\nu} + \frac{1}{\kappa_2} \right) \right]^{1/2} - (2\kappa_1 Pr)^{-1} \right\}^{-1},$$

$$\lambda_t = \frac{\mu_t c_p}{Pr_t}, \quad \kappa_1 = 0,5, \quad \kappa_2 = 0,15, \quad \kappa_3 = 0,9.$$

Здесь φE — доля энергии турбулентных молей, ответственных за обменные процессы. Значение φ определяется следующим образом:

$$(21) \quad \varphi = 1 - \exp\left(-\frac{a}{K_0} \frac{t_1}{t_t}\right),$$

где $a = \text{const}$; $t_t = L/\sqrt{E}$ — время турбулентных пульсаций, рассчитанное по локальным значениям характеристик турбулентности; $K_0 = ((D/u^2)\partial u/\partial t)_0$ — параметр нестационарности; $D = 2R$ — диаметр канала; нижним индексом 0 отмечены значения характерных для данного процесса величин. В случае течения газа за ускоряющимся поршнем имеем $u_0 = c_0$, $(\partial u/\partial t)_0 = c_0^2/l_k$, тогда $K_0 = D/l_k$ (l_k — длина камеры, c_0 — скорость звука в первоначально покоящемся газе). Аналогичное (21) соотношение было использовано ранее для описания турбулентного переноса тепла и массы в волне горения [9]. В данной работе формула (21) применяется для исследования ускоренных потоков. Она асимптотически верно отражает механизм обменных процессов в таких течениях. Как следует из (21), при $t_1 \rightarrow \infty$ процессы турбулентного обмена проходят таким же образом, как и в стационарных потоках. При $K_0 \rightarrow 0$ и всяком фиксированном, сколь угодно малом t_1 воздействие нестационарности ничтожно малое. При $K_0 \rightarrow \infty$ на ограниченном интервале по времени перенос тепла и импульса турбулентностью становится второстепенным.

Интегрирование системы (11)–(20), описывающей течение газа и теплообмен со стенкой трубы, проводилось при следующих краевых условиях.

Начальные распределения:

$$(22) \quad t_1 = 0, \quad v = v_n, \quad u_x = 0, \quad u_r = 0, \quad T = T_n, \quad E = E_n, \quad L = L_n, \\ T_c = T_{cn}.$$

Все величины с индексом n являются константами, характеризующими начальное состояние газа и стенки.

Граничные условия:

$$(23) \quad x = x_n(t_1), \quad v = V(t_1), \quad u_x = U(t_1), \quad T = \Theta(t_1), \quad E = L = 0.$$

В расчетах принято, что левая и правая границы области течения не оказывают существенного теплового воздействия на поток, поэтому соответствующие значения удельного объема, скорости и температуры газа на поршне (23) могут быть получены из решения газодинамических уравнений (15)–(17).

На оси канала заданы условия симметрии

$$(24) \quad r = 0, \quad \partial u_x/\partial r = \partial T/\partial r = \partial E/\partial r = \partial L/\partial r = 0.$$

На стенке ставятся условия прилипания, отсутствия турбулентных флуктуаций для поля гидродинамических величин, сопряжения для температуры:

$$(25) \quad r = R, \quad u_x = u_r = E = L = 0, \quad T = T_c, \quad \lambda \partial T/\partial r = \lambda \partial T_c/\partial r.$$

В стенке канала решается уравнение теплопроводности (14), для которого на внешней границе трубы используется условие теплоизоляции (26)

$$r = R_1, \partial T / \partial r = 0$$

(R_1 — внешний радиус канала).

Граничными для усредненных по сечению канала характеристик, определенных из (15), (17), являются условия непротекания на границах области течения.

Представленные в работе результаты получены для течения гелия в стальной трубе. Расчеты выполнены при следующих значениях исходных параметров: $l_k = 0,3$ м, $R = 3,95 \cdot 10^{-3}$ м, $\sigma = 0,918$, $m = 10^{-3}$ кг, $T_n = 3092$ К, $T_{сн} = 300$ К (m — масса поршня, σ — отношение массы рабочего газа к массе поршня). Начальная кинетическая энергия турбулентности E_n определялась соотношением $E_n = (3/2)Tu^2c_0^2$, $Tu = 10^{-4}$ (Tu — интенсивность турбулентных пульсаций). Масштаб турбулентности в начальный момент времени $L_n = 0,01R = 3,95 \cdot 10^{-5}$ м.

Численное интегрирование уравнений (11)—(14), (18), (19) целесообразно проводить с использованием неявных конечно-разностных схем. В этом случае при увеличении разрешающей способности сетки по поперечной координате не нужно следить за ограничениями на шаг по времени. Интегрирование уравнений (15)—(17) проводится на основе явных консервативных схем [10]. Ограничения на соотношения шагов по времени и продольной координате, возникающие здесь, связаны со скоростью распространения возмущений по потоку (а также со скоростью изменения характеристик процесса во времени) и отвечают существу дела. При относительно невысоких числах Рейнольдса ($Re \leq 10^5$) интегрирование уравнений (18), (19) выполняется обычным образом. Увеличение Re требует введения для масштаба турбулентности пристенной функции. В этом случае уравнение (18) работает в области, отстоящей от стенки на расстояние δR . Значение δR определено условием $y^+ = u_*(R - r)/\nu = \text{const}$ ($u_* = \sqrt{\tau_w/\rho}$ — динамическая скорость). Величина постоянной выбиралась аналогично [11, 12]: $y^+ = 30$, что соответствует области буферного слоя. Введение пристенной функции для L с линейным распределением масштаба турбулентности по поперечной координате в вязком подслое и в буферной зоне обеспечивает при течении несжимаемой жидкости за участком гидродинамической стабилизации универсальность профиля L в широком диапазоне Re .

К настоящему времени проведено лишь весьма ограниченное количество исследований нестационарной теплоотдачи в условиях задачи Лагранжа. К ним относятся, например, [13—15]. В [14, 15] предпринята попытка в возможности более полно описать гидродинамические и тепловые процессы в запоршневой области. Для расчета течения в области пограничного слоя рассматривается модель турбулентности, основанная на понятии длины пути смещения. Заметим, что все эти работы выполняются в рамках достаточно приближенных постановок: не учитываются реальный закон движения поршня, конечность объема запоршневой пространства, влияние нестационарности на турбулентную структуру потока и т. д. Проведение экспериментов в подобных условиях затруднено кратковременностью процесса метания тела газовым потоком.

Весьма ограничены экспериментальные данные по ускоренным течениям при высоких Re . Достоверность представленных в работе расчетов проверялась в экспериментах [16], где исследовалось нестационарное течение несжимаемой жидкости за участком гидродинамической стабилизации с линейным законом изменения расхода G во времени. Соответствующие графики $G(t)$ (штриховая линия) и интегральные характеристики динамического воздействия потока на стенку представлены на рис. 1, где G_2 — постоянный расход после выхода на стационарный режим течения с $Re_2 = 10^4$, $T_0 = \pi D^3 / (4G_2)$, τ_{w_2} — напряжение сдвига при установившемся течении с расходом G_2 , штрихпунктирная кривая показывает характер распределения значения τ_w / τ_{w_2} , рассчитанного по модели $E - \varepsilon$ [17].

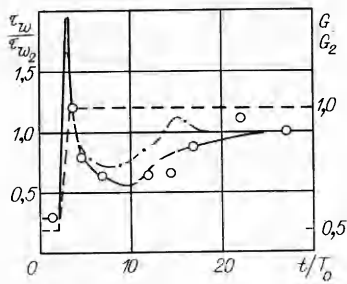


Рис. 1

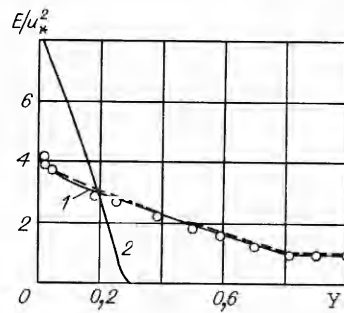


Рис. 2

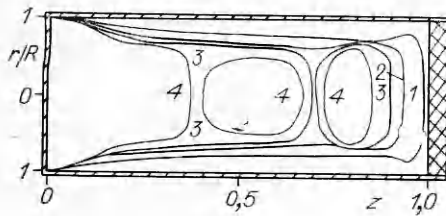


Рис. 3

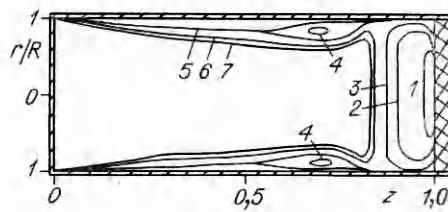


Рис. 4

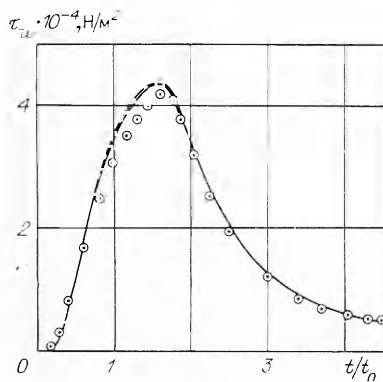


Рис. 5

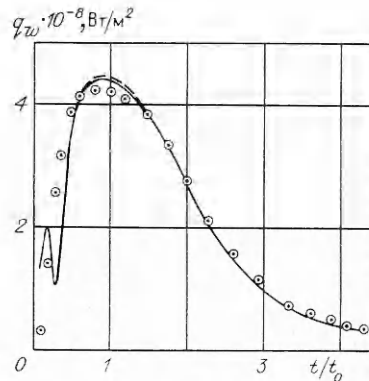


Рис. 6

Хорошее согласование с экспериментом получено с использованием описанной модели. Сплошная линия соответствует $a = 0,0375$. Численное исследование стационарных турбулентных движений несжимаемой жидкости в трубе за участком гидродинамической стабилизации при $Re \in \in 10^5, 10^7$ показывает, что распределения относительных значений кинетической энергии турбулентных пульсаций E/u_*^2 по $Y = 1 - r/R$ в области, начиная с $y^+ = 100$ и вплоть до оси канала, не зависят от Re .

На рис. 2 приведены результаты вычислений: кривая 1 — расчет, проведенный в условиях эксперимента [18] (стационарное течение несжимаемой жидкости, $Re = 4,235 \cdot 10^5$), точки — данные опыта, штриховая кривая — $Re = 5 \cdot 10^6$, 2 иллюстрирует профиль кинетической энергии турбулентности, полученный при течении газа в условиях задачи Лагранжа в момент времени $t/t_0 = 2,5$ в сечении $z = \xi/\xi_0 = 0,5$ ($t_0 = l_R/c_0$, ξ_0 — общая масса газа). Как видно из графика, при нестационарном движении газа за ускоряющимся поршнем профиль E/u_*^2 существенным образом отличается от автомодельного. Более полная картина развития турбулентности в запоршневой области представлена на рис. 3, 4. Так, на рис. 3 изображены линии уровня для E/u_*^2 , соответствующие значению 0,01. Изолинии 1—4 построены для $t/t_0 = 1,5; 2,5; 3,01; 4,5$. Видно, как с течением времени увеличиваются размеры области турбулизированного течения. В ядре потока пульсации практически отсутствуют. Однако в

области, непосредственно примыкающей к поршню, существует зона повышенной интенсивности турбулентных флуктуаций, занимающая все поперечное сечение, размеры которой с течением времени также увеличиваются. На рис. 4 представлены изолинии различной интенсивности на момент времени $t/t_0 = 4,5$ (1—7 для $E/u_*^2 = 200; 100; 30; 8; 6; 4; 2$). Как показывают вычисления, нестационарность потока заметно влияет на распределение масштаба турбулентности. Вихри максимальных размеров сосредоточены в части канала, примыкающей к стенке. На оси же поле турбулентных пульсаций коррелировано достаточно слабо. Со временем величина масштаба турбулентности в приосевой области возрастает, а в области, примыкающей к поршню, где интенсивность турбулентности высокая, профиль $L(r/R)$ автомодельный.

Остановимся на некоторых результатах решения тепловой части задачи. В рассматриваемых условиях теплообмен характеризуется высокой интенсивностью и значительной неоднородностью во времени и по длине канала. Поэтому при его теоретическом изучении необходимо учитывать нестационарность течения, пространственную неоднородность потока, переменность теплофизических свойств среды. Ввиду сложности физического явления и отсутствия надежных экспериментальных данных по нестационарной теплоотдаче при оценке влияния потерь тепла (на стенке) на газодинамическую картину процесса и расчете температурного режима стенки канала используют разного рода допущения, позволяющие упростить физическую и математическую модели явления. Можно выделить три предположения общего характера, на базе которых строится большинство приближенных подходов и методов изучения тепловых процессов в рассматриваемых условиях: о квазистационарности теплообмена, об отсутствии влияния пространственной неоднородности потока и переменности теплофизических свойств газа на законы сопротивления и теплоотдачи.

В данной работе на основе решения задачи в рамках достаточно общей постановки (11)—(26) даются рекомендации по расчету коэффициентов трения и чисел Нуссельта в условиях движения газа за ускоряющимся поршнем. Установлено, что в области течения, не захватывающей зоны, непосредственно примыкающие к поршню и неподвижной левой границе, при определении напряжения трения и теплового потока можно пользоваться критериальными зависимостями вида [2]. Некоторые данные расчета параметров теплового и динамического воздействия потока на стенку канала приводятся на рис. 5, 6, где точки отвечают расчетам с использованием модифицированных соотношений [2]

$$(27) \quad \zeta = 0,131 \text{Re}^{-0,18} (\Theta/T_w)^{0,215};$$

$$(28) \quad \text{Nu} = 0,0162 \text{Re}^{0,82} \text{Pr}^{0,4} (\Theta/T_w)^{0,215};$$

$$(29) \quad \text{Re} = D \rho u / \mu(\bar{T}), \quad \text{Pr} = c_p \mu(\bar{T}) / \lambda(\bar{T}), \quad \Theta = \bar{T} + r_w u^2 / (2c_p), \quad r_w = \sqrt[3]{\bar{P} \bar{r}};$$

$$(30) \quad \tau_w = (\zeta/8) \bar{\rho} u^2, \quad q_w = \text{Nu} (\Theta - T_w) \lambda(\bar{T}) / D.$$

Здесь ζ — коэффициент сопротивления трения; Nu, Pr — числа Нуссельта и Прандтля; Θ — температура торможения потока; r_w — коэффициент восстановления; \bar{T} — среднemasсовая температура газа; T_w — температура внутренней поверхности канала.

На рис. 5 показаны зависимости τ_w от безразмерного времени t/t_0 . Результаты расчетов, представленные на графике, соответствуют сечению $x = -0,05$ м. В начальный момент времени координата $x = 0$ отвечает левой границе поршня. Штриховая линия здесь и на рис. 6 — расчеты при $\varphi = 1$. Как видно из графиков, расчет на основе $E-L$ -модели хорошо согласуется с результатами вычислений по соотношениям (27), (30), учитывающим влияние температурного фактора Θ/T_w . На рис. 6 приведены распределения q_w в зависимости от t/t_0 . Здесь также имеется хорошее согласие результатов расчета q_w по описанной выше схеме и по соотношениям (28), (30).

В заключение отметим следующее. Несмотря на то что нестационарность оказывает заметное влияние на поля пульсационных характеристик потока, гидродинамическое и тепловое воздействие на стенку такое же, как и при квазистационарном течении.

Как отмечалось выше, в приосевой области турбулентность вырождена (за исключением зоны, непосредственно примыкающей к поршню). Тем не менее в пристеночной части имеется область турбулированного течения (на 50—60 % по сравнению со случаем автомоделного движения). Эти эффекты изменения турбулентной структуры потока компенсируют друг друга в смысле определения интегрального воздействия на стенку канала.

Таким образом, расчет напряжения трения и теплового потока на стенке можно производить с использованием квазистационарных зависимостей (27)—(30), существенным образом учитывающих влияние температурного фактора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды.— М.: Наука, 1974.
2. Вильямс Ш. Течение вязкого сжимаемого и несжимаемого газа в узких каналах // РТК.— 1963.— № 1.
3. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.— М.: Наука, 1979.
4. Гинзбург И. П. Прикладная гидрогазодинамика.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1958.
5. Комаровский Л. В. Аналитическое решение задачи об ускорении поршня в канале переменного сечения в случае неизоэнтропического расширения газа // Тр. НИИ прикладной математики и механики при ТГУ.— Томск: Изд-во ТГУ, 1974.— Т. 4.
6. Васильев О. Ф., Кwon В. И. Неустановившееся турбулентное течение в трубе // ПМТФ.— 1971.— № 6.
7. Абрамович Г. И., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н. Турбулентные течения при воздействии объемных сил и неавтомоделности.— М.: Машиностроение, 1975.
8. Певлев В. М. Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред.— М.: Наука, 1975.
9. Булгаков В. К., Липанов А. М. Взаимодействие турбулентности и химической реакции в теории эрозийного горения конденсированных веществ // Хим. физика.— 1986.— Т. 5, № 4.
10. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике.— М.: Наука, 1978.
11. Chieng C. C., Launder B. E. On the calculation of turbulent heat transport downstream from an abrupt pipe expansion // Numerical Heat Transfer.— 1980.— V. 3.
12. Amano R. S. A study of turbulent flow downstream of an abrupt pipe expansion // AIAA J.— 1983.— V. 21, N 10.
13. Шаранов А. Численное исследование параметров течения теплопроводного газа в неустановившемся пограничном слое // Вопросы вычислительной и прикладной математики.— Ташкент: Ин-т кибернетики АН УзССР, 1970.— Вып. 1.
14. Bartlett E. P., Anderson L. W., Kendall R. M. Time-dependent boundary layers with application to gun barrel heat transfer // Proc. of the 1972 Heat Transfer and Fluid Mech. Inst.— Northridge, Calif., 1972.
15. Adams M. J., Krier H. Unsteady internal boundary layer analysis applied to gun barrel wall heat transfer // Intern. J. Heat and Mass Transfer.— 1981.— V. 24, N 12.
16. Ohmi M., Usui T., Tanaka O., Toyama H. Pressure and velocity distributions in pulsating turbulent pipe flow. 2. Experimental investigations // Bull. JSME.— 1976.— V. 19, N 134.
17. Букреев В. И., Шахин В. М. Статистически нестационарное турбулентное течение в трубе.— Новосибирск, 1981.— Деп. в ВИНТИ 16.02.81, № 866—81.
18. Laufer J. The structure of turbulence in fully developed pipe flow.— Washington, 1954.— (Techn. Note/NACA; N 1175).

г. Томск

Поступила 13/III 1987 г.,
в окончательном варианте — 21/IV 1988 г.

УДК 533.6.011.8

З. М. Максимов, А. Л. Стасенко

МЕХАНИКА И ОПТИКА ВРАЩАЮЩИХСЯ ЧАСТИЦ И КАПЕЛЬ В ГАЗОВЫХ ПОТОКАХ

К настоящему времени механика газодисперсных и парокпельных потоков с учетом многочисленных процессов межфазного обмена массой, импульсом и энергией изучена достаточно полно [1—3]. Существенно меньшее внимание уделялось такому