МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 2 • 2002

УДК 532.517+536.41

© 2002 г. Ан.Ю. ДЕМЬЯНОВ, Ю.А. ДЕМЬЯНОВ

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ОДНОМЕРНЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕЧЕНИЙ ГОРЮЧИХ ГАЗОВ ПРИ НАЛИЧИИ ТЕПЛОВЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

В развитие работ [1, 2] получены асимптотические решения уравнений Навье – Стокса для одномерных течений горючих газов при различных тепловых воздействиях на движущейся поверхности $x = x_w(t)$. Рассматриваются задачи, когда на этой поверхности заданы температура или тепловой поток $q_w(t)$, когда она является границей раздела горючего газа с движущимся нагретым поршнем или другим газом (например, в ударной трубе). Используется тот факт, что при $t \to \infty$ в большинстве случаев значения $v_w = \dot{x}_w$ и q_w ограничены. Это обстоятельство приводит к стационарному течению в зоне пламени в системе координат, связанной с ее фронтом, и однородным равномерным потокам перед и за ней. Приведены решения всех перечисленных задач в области пограничного слоя сгоревшего газа, примыкающей к поверхности. Проведенные численные расчеты подтверждают полученные результаты. Найден закон скорости, приводящий к неизменности со временем установленной картины течения с учетом взаимодействия пограничного слоя с однородным потоком сгоревшего газа, в том числе в задаче о распаде произвольного разрыва. Результаты обобщены на случай движения под углом атаки, когда существует еще составляющая скорости вдоль поверхности.

1. Рассмотрим горючую смесь с однородными параметрами, находящуюся при $t = 0$ в состоянии покоя и занимающую полупространство $0 < x < \infty$. Пусть с момента времени $t > 0$ на непроницаемой границе $x = x_w(t)$, совпадающей при $t = 0$ с $x = 0$, имеет место тепловое воздействие (заданы температура $T = T_w(t)$ или тепловой поток $q_w(t) = -\lambda \partial T / \partial x$), поставлено условие теплового контакта этой смеси с находящимися при $x < x_w(t)$ твердым телом или другой газовой средой). По истечении интервала времени $t = t_0$, определяемого условием $R_e = a^2 t_0 / \nu \gg 1$ (a – скорость звука, ν – коэффициент кинематической вязкости), для описания течения можно воспользоваться асимптотическими уравнениями [3, 4]. Ими для примыкающей к $x = x_w(t)$ области оказываются уравнения нестационарного пограничного слоя реагирующего газа, в которых составляющая скорость вдоль поверхности $u \equiv 0$, а в остальной области течения – уравнения Эйлера. При $t < t_1$, где t_1 – время начала химической реакции, система из уравнений энергии, неразрывности и количества движения в пограничном слое

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{dp}{dt}, \quad \frac{d \ln \rho}{dt} = -\frac{\partial v}{\partial x}, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x} \tag{1.1}$$

для совершенного газа $p = \rho R T$ имеет интеграл

$$v_\infty - v_w = \frac{\gamma - 1}{\gamma p}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} + q_w\right) - \frac{p'}{\gamma p}(x - x_w) \tag{1.2}$$

Здесь ρ – плотность, c_p – теплоемкость при постоянном давлении, λ – коэффициент теплопроводности, γ – показатель адиабаты, $v_w = \dot{x}_w$. Для случая $p = p_1 = \text{const}$, рассматриваемом ниже, скорость v_∞ на внешней границе пограничного слоя ($x \to \infty$), при $\partial T/\partial x \to 0$, равна

$$v_\infty = v_w + \frac{\gamma - 1}{\gamma p_1} q_w \tag{1.3}$$

Зависимость $x = x_\infty(t)$, где $\dot{x}_\infty = v_\infty$, представляет собой траекторию фиктивного поршня, создающего такой же поток идеального газа, который создает и поверхность $x = x_w(t)$ из-за наличия около нее пограничного слоя ($\delta = x_\infty - x_w$ – аналог толщины вытеснения пограничного слоя).

Из уравнений Эйлера по начальным условиям и условию $v_e(x = x_\infty, t) = \dot{x}_\infty$ находятся поля скоростей $v_e(x, t)$, давлений $p_e(x, t)$, температур $T_e(x, t)$ во внешнем потоке и траектория ударной волны. Значения $p_e(x = x_\infty, t) = p_\infty(t)$ и $T_e(x = x_\infty, t) = T_\infty(t)$ определяют давление в пограничном слое и температуру на его внешней границе.

Для определения поля температур в пограничном слое используется уравнение притока тепла в (1.1), которое в переменных

$$\tau = t, \qquad \psi = \int_{x_w}^{x} \frac{\rho}{\rho_0} dx, \qquad \rho_0 = \text{const}$$

при $p = p_1 = \text{const}$ имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \psi}\left(\frac{\lambda\rho}{c_p \rho_0^2} \frac{\partial T}{\partial \psi}\right) \tag{1.4}$$

Граничные условия для (1.4) сводятся к заданию условий при $\tau = 0$ ($t = 0$), при $\psi = 0$ ($x = x_w(t)$) и при $\psi \to \infty$ ($x \to \infty$), где $T = T_\infty$.

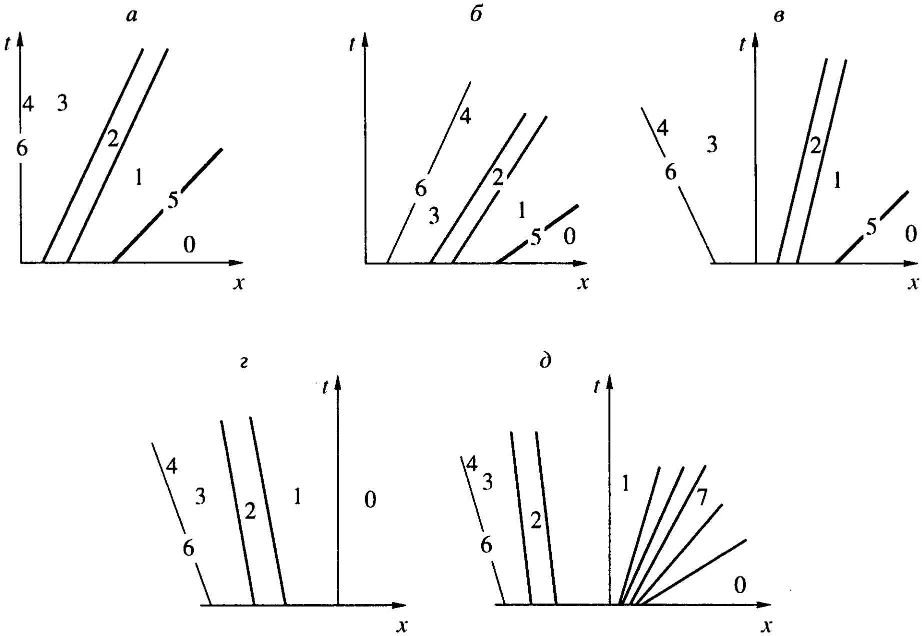
Асимптотические уравнения и соотношения (1.1) – (1.4) получаются из уравнений Навье – Стокса как в предположении ограниченности, так и неограниченности температуры с ростом числа Рейнольдса (типа $T = R_e^k \bar{T}$, $k > 0$, $\bar{T}$ – ограниченная функция при $R_e \to \infty$) [5]. В зависимости от величины k и показателя n в соотношении $\lambda = T^n$ при $R_e \to \infty$, $q_w \to 0$ либо $q_w \to a < \infty$.

2. Процесс течения и теплообмена при $t > t_1$, когда около границы $x = x_\infty(t)$ начинается химическая реакция с выделением тепла (предполагается, что значений T_0 и T_∞ недостаточно для этого), весьма сложен и поддается лишь численному анализу.

Тем не менее можно построить асимптотическое решение этой задачи [2], если учесть, что по истечении некоторого времени $t = t_2$ горение переместится на внешнюю границу пограничного слоя, где высокие температуры вызовут появление зоны пламени, которая, распространяясь с конечной скоростью [9], выйдет из пристеночной области. Влиянием вязкости и градиента давления в зоне пламени можно пренебречь, следовательно, считать ее областью, удовлетворяющей уравнениям нестационарного пограничного слоя многокомпонентного газа. Существует решение этих уравнений [8, 9], соответствующее стационарной структуре зоны в системе координат $X = Vt - x$, связанной с фронтом пламени, и справедливое при постоянстве скорости V и параметров среды T_1, p_1, v_1, $C_1^{(i)}$, по которой распространяется фронт (C – массовая концентрация).

Из этого решения по начальным параметрам ($X \to -\infty$) находятся конечные ($X \to +\infty$), обозначаемые далее индексом 2, и скорость V.

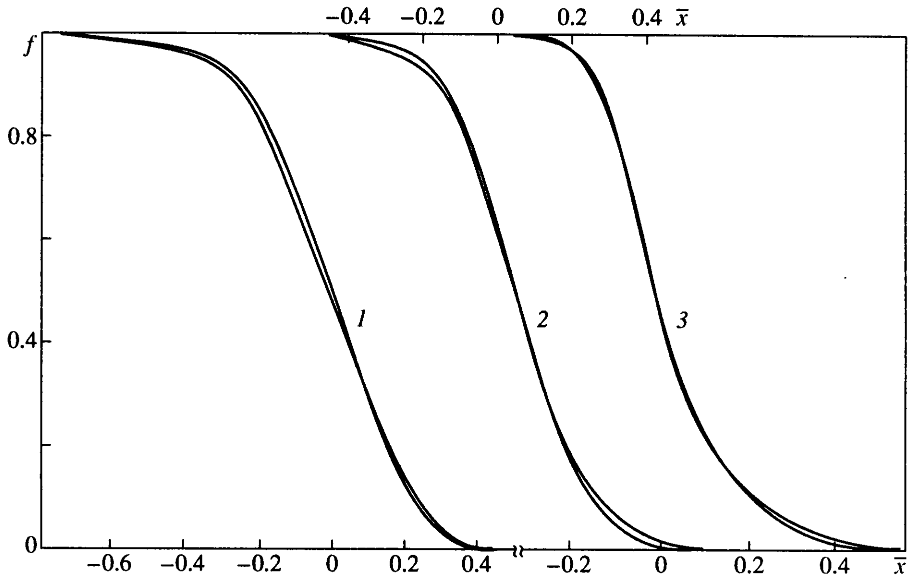
В [2] было построено асимптотическое решение задачи о воспламенении горючей смеси тепловым потоком $q_w = \text{const}$, приложенным к неподвижной стенке $x_w = 0$.



Фиг. 1. Схемы течения с зонами пламени: $v_w = 0$ (*а*); $v_w > 0$ (*б*); $v_w < 0$, $v_1 > 0$ (*в*); $v_w < 0$, $v_1 = 0$ (*г*); $v_w < 0$, $v_1 < 0$ (*д*), 0 – исходная покоящаяся смесь, *1* – несгоревшая смесь, *2* – зона пламени, *3* – сгоревшая смесь, *4* – пограничный слой, *5* – ударная волна, *6* – поршень, *7* – волна Римана

При этом было установлено, что давление постоянно во всех областях течения, скорости сгоревшего газа вне пограничного слоя и несгоревшей смеси, в которую перемещалась зона пламени (вызывая ударную волну постоянной интенсивности, распространяющуюся в исходную однородную неподвижную смесь), постоянны из-за постоянства q_w (фиг. 1, *а*). Полученное решение может быть распространено на более общий случай $v_w = \text{const}$ (величина v_w – любого знака). При этом скорость $v_\infty = \text{const}$ будет определяться из соотношения (1.3), в котором используется γ для сгоревшего газа, предполагаемого совершенным. Созданный скоростью $v_\infty = v_2$ и зоной пламени равномерный однородный поток несгоревшего газа будет вызывать перед собой или ударную волну ($v_1 > 0$, фиг. 1, *б*, 1, *в*), или центрированную волну Римана ($v_1 < 0$, фиг. 1, *д*) [6]. При $v_1 = 0$ выдвигающийся из газа поршень за счет приложенного к нему теплового потока и наличия зоны пламени не вызовет возмущений в исходной среде (фиг. 1, *г*).

Случай $v_2 = v_\infty = 0$ описывает возникновение ударной волны за счет высвобождения теплоты реакции из некогда подожженной смеси (после чего тепловой поток был отключен) [2]. Но при $t \to \infty$ подобная ситуация будет не только при отключении теплового потока, но и при его стремлении к нулю, когда в силу (1.3) $v_2 = v_\infty = 0$. Поэтому решение при $v_w = 0$, $q_w = 0$ можно рассматривать как асимптотическое при $t \to \infty$, если $q_w \to 0$, что, как правило, имеет место на практике. Этот вывод распространяется на более общий случай $v_w(t) \to v_w(\infty)$, $q_w(t) \to q_w(\infty)$ при $t \to \infty$, так как уравнения Эйлера имеют решение $p_e \equiv p_1 = \text{const}$, $v_e \equiv v_1 = \text{const}$, $\rho_e = f(\xi)$, $\xi = x - v_1 t$. Распределение плотности, определяемое по значению энтропии за ударной волной, прошедшей через данную частицу, за счет перемещения зоны пламени со скоростью V по частицам с ростом времени стремится к $f(\xi) \equiv \rho_1$. Величины ρ_1 и T_1 определяются из соотношений на ударной волне, движущейся в исходную смесь и создающей поток с параметрами p_1, v_1. Скорость $v_2 = v_\infty(\infty)$ определяется из (1.3).



Фиг. 2. Распределение температур в зоне пламени при больших временах $\lambda \sim T$, $T_1/T_0 = 1.2$, $T_2/T_0 = 12.4$ (кривая *1*); $\lambda \sim T^{0.5}$, $T_1/T_0 = 1.13$, $T_2/T_0 = 12.6$ (кривая *2*); $\lambda = \text{const}$, $T_1/T_0 = 1.08$, $T_2/T_0 = 12.6$ (кривая *3*)

Итак, при любых изменениях тепловых условий на поверхности $x = x_w(t)$ и законах ее движения, ограниченных лишь условиями $q_w(\infty) = \text{const}$, $v_\infty(\infty) = \text{const}$, параметры однородного потока сгоревшего газа (вне пристеночной теплопроводной области), зоны пламени и однородного несгоревшего потока перед ней при $t \to \infty$ оказываются одинаковыми. Они определяются только начальными параметрами, скоростью $v_w(\infty)$, тепловым потоком $q_w(\infty)$ и свойствами горючей смеси.

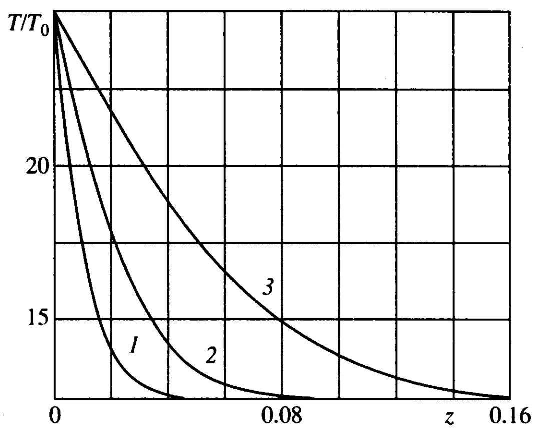
Заметим, что если не рассматривать течение в зоне пламени и его взаимодействие с внешними потоками, а заменить последнюю поверхностью разрыва, на которой выделяется определенное количество тепла, то вывод об однородности и равномерности потоков при $q_w(\infty) = 0$ следует из такой схематизации [11, 12].

Таким образом, при $t \to \infty$ только в теплопроводной пристеночной зоне имеет место различие в параметрах течений в зависимости от температурных условий при $x = x_w(t)$.

В случаях приложения к движущейся поверхности $x = x_w(t)$ температуры $T_w = \text{const}$ в силу постоянства давления p из уравнения (1.4) при любой зависимости $\lambda\rho = \varphi(T)$ в силу соображений теории подобия и размерностей следует, что $T = T(z)$, $z = \psi / \sqrt{t}$. При этом уравнение (1.4) превращается в обыкновенное

$$\frac{d}{dz}(\varphi T') + \frac{z}{2} c_p T' = 0, \qquad T(0) = T_w, \qquad T(\infty) = T_2$$

При $T_w = T_w(t)$ аналитические решения могут быть получены для линейной зависимости $\lambda \sim T$, приводящей для совершенного газа к постоянству комплекса $\lambda\rho$. При этом уравнение (1.4) становится линейным и при представлении T_w в виде суперпозиции составляющих вида $A_k \cdot t^k$ допускает решение в виде суперпозиции составляющих $A_k t^k \varphi_k(z)$. Условие $q_w \to a < \infty$ при $t \to \infty$ ограничивает положительные значения k ($k \leqslant {}^1/_2$).



Фиг. 3. Зависимость относительной температуры T/T_0 в пристеночной зоне от z для $\lambda \sim T$, $\lambda \sim T^{0.5}$, $\lambda = \mathrm{const}$ (кривые *1–3*)

3. На фиг. 2 приведены для больших значений t распределения безразмерных температур $f = (T - T_1)/(T_2 - T_1)$ в зоне пламени, а также значения T_1/T_0, T_2/T_0 в областях однородных потоков несгоревшего и сгоревшего газов.

Эти распределения получены численным расчетом уравнений Навье–Стокса по методике [7] для трех температурных условий на поверхности $x_w = 0$ ($T_w/T_0 = 8$; $T_w/T_0 = 12$; $q_w = -0.3$ $t \leqslant t^*$, $q_w = 0$ $t > t^*$, $t^* = 21t_0$).

Принималось, что смесь бинарная, удовлетворяющая уравнению состояния идеальных газов $p = R\rho T/\mu$, R – универсальная газовая постоянная, молекулярный вес смеси $\mu = \mu_1 = \mu_2 = 28$ кг/кмоль, $H_0 = 40\, RT_0/\mu$, $W = kC_1\exp(-E/RT)$, $c_{p1} = c_{p2} = 7/5\, R/\mu$, $E = 60\, RT_0$, $k = 10^3/t_0$, $t_0 = \mu\eta_0/(RT_0\rho_0)$, $\rho_0 = 1$ кг/м^3, $T_0 = 300$ K, вязкость смеси η рассчитывалась по формуле Уилки, $\eta_0 = 10^{-2}$ кг/(м·с), число Прандтля смеси $P_r = 0.75$, число Льюиса $L_e = 1$

$$\bar{x} = \mathbf{x}/x_0, \qquad x_0 = \frac{\eta_0}{\rho_0}\sqrt{\frac{\mu_0}{RT_0}}$$

Результаты расчетов подтверждают сделанный выше вывод о том, что в указанных областях при $q_w(t \to \infty) \to 0$ течения не зависят от вида тепловых воздействий.

На фиг. 3 представлены результаты численных расчетов безразмерных температур T/T_0 от переменной z в пристеночной области для законов λ, соответствующих фиг. 2 ($T_w/T_0 = 24.86$, $10 < t < 50$), которые подтверждают вывод об автомодельности полей температур в пристеночной зоне при $t \gg 1$.

4. Построим решение задачи о течении горючей смеси при $t \to \infty$ под действием движущегося с ограниченной скоростью теплопроводного поршня, имеющего начальную температуру T_n°, достаточную для воспламенения смеси. Ниже показано, что при этом $q_w \to 0$.

Картина течения изображена на фиг. 1, *б* – 1, *д*, если считать $t \gg 1$, $v_2(\infty) = v_\infty(\infty) = v_w(\infty)$.

По скорости $v_1 > 0$ из соотношений на ударной волне, бегущей в исходную смесь с параметрами p_0, T_0, определяются давление p_1, температура T_1 несгоревшего газа, а по ним температура T_2 сгоревшего газа и скорость v_2, равная скорости поршня $v_w(\infty)$. Так как $v_1 > v_2$, значения p_1 и T_1 оказываются больше тех, которые были бы в случае отсутствия пламени. Если $v_1 = 0$ (фиг. 1, *г*), то $p_1 = p_0$, $T_1 = T_0$. При $V_1 < 0$ (фиг. 1, *д*) из соотношения в волне Римана по скорости v_1 находится p_1, из условия изэнтропичности – T_1, по этим параметрам – температура T_2 и скорость $v_2 = v_w(\infty)$.

Во всех случаях температура T_2 и давление p_1 на границе пограничного слоя сгоревшего газа постоянны.

Для определения поля температур в пристеночной зоне необходимо решить уравнение (1.1) совместно с уравнением теплопроводности для поршня

$$c_n\gamma_n \frac{\partial T_n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_n \frac{\partial T_n}{\partial \bar{x}}\right) \qquad \bar{x} = x - x_w \tag{4.1}$$

при следующих условиях:

$$\begin{array}{llll} T = T_n, & \lambda \dfrac{\partial T}{\partial x} = \lambda_n \dfrac{\partial T_n}{\partial \bar{x}} & x = x_w, \bar{x} = 0 & \\ T = T_2, & t = 0,\ x \to \infty, & T_n = T_n^\circ, & t = 0, \bar{x} \to -\infty \end{array} \tag{4.2}$$

Здесь c_n – теплоемкость, γ_n – удельный вес, λ_n – коэффициент теплопроводности, T_n – температура поршня. Ввиду коротковременности процесса теплообмена поршень считается полубесконечным телом.

При переходе к переменным t и ψ уравнение (1.1) примет вид (1.4), а условия (4.2)

$$T = T_n, \quad \frac{\lambda\rho}{\rho_0}\frac{\partial T}{\partial \Psi} = \lambda_n \frac{\partial T_n}{\partial \bar{x}}, \qquad x = \psi = 0$$

$$T = T_2 \quad t = 0 \text{ и } \psi \to \infty, \quad T_n = T_n^\circ \quad t = 0 \text{ и } \bar{x} \to -\infty$$

Решение подобной задачи при любых зависимостях $\lambda(T)$, $c_p(T)$, $c_n(T_n)$, $\gamma_n(T_n)$, $\lambda_n(T_n)$ автомодельно [10], а именно $T = T(\psi/\sqrt{t})$, $T_n = T_n(-\bar{x}/\sqrt{t})$. Отсюда следует, что температура на стыке газ–поршень постоянна, а тепловой поток q_w убывает как $t^{-1/2}$.

5. Построим решение задачи о распаде произвольного разрыва при $t \to \infty$ в предположении, что температура толкаемого газа за возникшей ударной волной такова, что поджигает толкающий горючий газ. Ниже показано, что при этом $q_w \to 0$.

Пусть скорость потока сгоревшего газа $\upsilon_2 = \nu_\infty > 0$, тогда ударная волна двигается со скоростью $U > 0$ в покоящийся толкаемый газ с начальными параметрами p_H°, ρ_H°, $\gamma_H = c_{pH}/c_{\upsilon H}$.

Скорость υ_1 и давление p_1 однородного потока несгоревшего газа, примыкающего к зоне пламени, связаны соотношениями в волне Римана

$$\frac{p_1}{p_B^\circ} = \left[1 - \frac{\gamma_B - 1}{2}\frac{\upsilon_1}{a_B}\right]^{2\gamma_B/(\gamma_B - 1)}$$

где индекс B относится к толкающему газу.

Так как давление в толкаемом газе за ударной волной такое же, то оно вместе с υ_∞ находится из соотношений на ударной волне, движущейся в покоящийся толкаемый газ. В частности, давление за сильной ударной волной $p_1 = p_H^\circ + \frac{1}{2}(\gamma_H - 1)\rho_H^\circ \upsilon_\infty^2$.

Если $T_H^0 > T_B^0$ возможны случаи, когда волны Римана в толкающем газе не будет (при $\upsilon_1 = 0$) или вместо нее будет распространяться ударная волна (при $\upsilon_1 < 0$).

Аналогичная картина течения имеет место при схематизации зоны пламени поверхностью разрыва газодинамических параметров, на которой происходит тепловыделение [11, 12].

Так как в зоне пламени p_1 = const, а температуры на ее внешней границе постоянны, то поля температур сгоревшего горячего газа и горячего толкаемого газа будут автомодельны $T_B = T_B(z)$, $T_H = T_H(z)$, $z = \psi / \sqrt{t}$, в частности, температура на поверхности контакта газов постоянна, а тепловой поток $q_w \sim t^{-1/2}$.

6. Определение приращений к приведенному выше асимптотическому решению, учитывающих отличие скорости $v_w(t)$ от постоянного значения при $t \to \infty$, в общем случае затруднено по следующей причине. Уравнения для приращений плотности, скорости, температуры и концентрации в зоне пламени после перехода к переменным $t_1 = t$, $X = Vt - x$, хотя и допускают применение метода разделения переменных, но приводят к решениям вида $e^{\lambda t_1}\Phi_\lambda^i(X)$, где функции $\Phi_\lambda^i(X)$ (i = 1, 2, 3, 4) находятся только численным методом.

Вместе с тем удается найти закон изменения скорости $v_w(t)$, при котором приведенное решение для зоны пламени и потоков за и перед ней сохранили бы свой вид при учете взаимодействия сгоревшего равномерного однородного потока с пограничным слоем около поверхности $x = v_w(t)$. В случае, если сгоревший газ – совершенный, для этого достаточно воспользоваться формулой (1.3), которая при $t \to \infty$, $q_w \to 0$ с учетом $v_\infty(\infty) = v_w(\infty)$ дает

$$v_w(t) = v_w(\infty) - \frac{\gamma - 1}{\gamma p_1} q_w(t)$$

Если $x = x_w(t)$ является контактной поверхностью, разделяющей сгоревший газ от другого (в частности, также сгоревшего), применение формулы (1.3) к каждому из них дает один и тот же закон изменения $v_w(t)$ при равенстве показателей адиабат γ обеих газов, а следовательно, решение задачи о распаде произвольного разрыва (при отсутствии горения этот результат получен в [6]).

Полученные выше результаты распространяются на следующие случаи.

1. Движения поверхности $x = x_w(t)$ под углом атаки, когда наряду с составляющей $v_w(t)$ имеется составляющая $u_w(t)$ вдоль поверхности. При этом течение в направлении оси x остается прежним, а в пристеночном пограничном слое возникают продольные составляющие скорости, зависящие от $x - x_w(t)$ и t, описываемые уравнением Прандтля

$$\rho \frac{du}{dt} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial x}\right), \qquad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x}$$

Переходя к переменным τ, ψ, получим уравнение для $u(\tau, \psi)$, которое для закона вязкости $\mu\rho = \mu_0\rho_0$ = const совпадает с уравнением теплопроводности. Начальные и граничные условия для него таковы: $\tau = 0$, $u = u_w(0)$; $\psi = 0$, $u = u_w(\tau)$; $\psi \to \infty$, $u = 0$. В случае представления скорости $u_w(\tau)$ в виде суперпозиции составляющих $B_k\tau^k$ решением является $B_k\tau^k u_k(\psi / \sqrt{\vartheta_0 \tau}.)$.

2. Наличия постоянной скорости v_0 у исходной смеси.

Заключение.

Асимптотическое решение задачи о воспламенении горючей газовой смеси тепловым потоком постоянной интенсивности, приложенным на неподвижной поверхности, распространено на случай ее движения с постоянной скоростью. Возникающее при этом течение вне пограничного слоя, примыкающего к поверхности, состоит из стационарной зоны пламени в системе координат, связанной с ее фронтом, однородных равномерных потоков несгоревшего и сгоревшего газов. Поток несгоревшего газа вызывает ударную волну постоянной интенсивности или центрированную волну Римана, распространяющихся в исходную среду.

При любых тепловых воздействиях на непроницаемой движущейся поверхности $x = x_w(t)$, вызывающих воспламенение однородного горючего газа, асимптотическое решение при $t \to \infty$, описывающее течение всюду, за исключением области пограничного слоя сгоревшего газа около поверхности, одно и то же при заданных значениях теплового потока $q_w(\infty)$ и скорости $v_w(\infty) = \dot{x}_w(\infty)$.

В задаче о течении горючего газа от нагретого поршня и в задаче о распаде произвольного разрыва температура на поверхности раздела при $t \to \infty$ оказывается постоянной, а поля температур в теплопроводных зонах – автомодельные. Поля скоростей при этом находятся из (1.3).

Численные расчеты уравнений Навье – Стокса для горючих газов подтверждают сделанные выводы.

Для закона теплопроводности $\lambda \sim T$ сгоревшего совершенного газа поле температур в пристеночной зоне находится аналитически для произвольного распределения $T_w(t)$ (или $q_w(t)$) при $t \to \infty$.

При учете взаимодействия пристеночного пограничного слоя с потоком сгоревшего газа описанный асимптотический режим течения сохраняется, если $v_\infty = \mathrm{const}$, а скорость поверхности связана с приложенным тепловым потоком соотношением (1.3). В задаче о распаде произвольного разрыва этот режим имеет место при равенстве показателей адиабаты газов с разных сторон от контактной поверхности.

Результаты распространяются на случай движения под углом атаки, когда в пограничном слое возникают составляющие скорости вдоль поверхности. При этом для закона вязкости $\mu\rho = \mu_0\rho_0 = \mathrm{const}$ поле этих составляющих находится аналитически.

Авторы выражают глубокую благодарность А.А. Бармину за обсуждения результатов и ценные советы по улучшению текста статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Демьянов Ан.Ю., Демьянов Ю.А.* Закономерности воспламенения детонирующей газовой смеси // Докл. АН СССР. 1990. Т. 312. № 5. С. 1075–1080.
2. *Демьянов Ю.А.* Асимптотическое решение задачи о воспламенении горючей газовой смеси тепловым потоком постоянной интенсивности // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1992. Т. 32. № 3. С. 468–472.
3. *Goldsworthy F.A.* The structure of a contact region with application to the reflection of a shock from a heat-conduction wall // J. Fluid Mech. 1959. V. 5. Pt 1. P. 164–176.
4. *Демьянов Ю.А.* О влиянии теплопроводности на формирование течений газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 2. С. 21–29.
5. *Демьянов Ю.А.* К исследованию одномерных нестационарных течений реального газа (с учетом вязкости и теплопроводности) // Газовая и волновая динамика. М.: Изд-во МГУ, 1979. Вып. 3 С. 42–48.
6. *Демьянов Ю.А., Секриеру Г.В., Игошин А.И. и др.* Одномерные нестационарные течения реального газа. Кишинев: Штиинца, 1980. 188 с.
7. *Демьянов А.Ю.* Метод расчета нестационарных течений реального газа с экзотермическими химическими реакциями // Динамические задачи механики деформируемых сред. М.: Изд-во МГУ, 1990. С. 40–51.
8. *Вильямс Ф.А.* Теория горения. М.: Наука, 1971. 615 с.
9. *Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б. и др.* Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980. 478 с.
10. *Тихонов А.Н., Самарский А.А.* Уравнения математической физики. М.: Гостехиздат, 1953. 680 с.
11. *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1977. 438 с.
12. *Бам-Зеликович Г.М.* Распад произвольного разрыва в горючей смеси // Теоретическая гидромеханика / Под ред. Л.И. Седова М.: Оборонгиз, 1949. Сб. № 4. С. 112–141.

Москва

Поступила в редакцию
4.VII.2000