

ЛИТЕРАТУРА

1. Гидродинамика течения в пористых трубах и каналах со вдувом. Библиогр. указ. / Под ред. П. П. Луговского. — Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1978.
2. Berman A. S. Laminar flow in channels with porous walls // J. Appl. Phys.— 1953.— V. 24, N 9.
3. Taylor G. Fluid flow in regions bounded by porous surfaces // Proc. Roy. Soc. Ser. A.— 1956.— V. 234, N 1199.
4. Wageman W. E., Guevara F. A. Fluid flow through a porous channel // Phys. Fluids.— 1960.— V. 3, N 6.
5. Свириденков А. А., Ягодкин В. И. О течении в начальных участках каналов с проницаемыми стенками // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1976.— № 5.
6. Калинина С. В., Луговской П. П., Миронов Б. П. Гидродинамика течения в проницаемом канале с двухсторонним вдувом // ПМТФ.— 1981.— № 6.
7. Ямада К., Гото М., Исикава Н. Моделирование эрозионного горения в двигателях на твердом топливе // РТК.— 1976.— Т. 14, № 9.
8. Pennel W. T., Eckert E. R. G., Sparrow E. M. Laminarization of turbulent pipe flow by fluid injection // J. Fluid Mech.— 1972.— V. 52, N 3.
9. Yuan S. W. Turbulent flow in channel with porous wall // J. Math. Phys.— 1959.— V. 38, N 3.
10. Morduchow M. On laminar flow through a channel or tube with injection: application of method of averages // Quart. Appl. Math.— 1957.— V. 14, N 4.
11. Launder B. E., Spalding D. B. The numerical computation of turbulent flows // Comput. Meth. Appl. Mech. and Engng.— 1974.— V. 3, N 2.
12. Госмен А. Д., Пан В. М. и др. Численные методы исследования течений вязкой жидкости.— М.: Мир, 1972.
13. Лэм К., Бремхорст К. Модифицированная форма ($k - \epsilon$)-модели для расчета пристенной турбулентности // ТОИР.— 1981.— № 3.

Поступила 19/VI 1986 г.

УДК 533.6.011

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС ПРИ ОТРАЖЕНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В УДАРНОЙ ТРУБЕ

В. П. Провоторов, В. В. Рябов

(Жуковский)

В последние годы ударные трубы нашли широкое применение при исследовании термо- и газодинамических процессов в высокотемпературных потоках и химической кинетики. В [1, 2] анализировалась возможность диагностики теплового пограничного слоя вблизи торца ударной трубы с целью установления зависимости теплопроводности высокотемпературного газа от температуры. Существует также принципиальная возможность использования данных по структуре течения за отраженной ударной волной (УВ) для изучения процессов теплопередачи к каталитически активной поверхности.

Основные преимущества метода, при котором используется отраженная УВ, следующие: 1) температура за отраженной УВ приблизительно вдвое больше, чем за падающей (по оценкам для совершенного газа); 2) газ за отраженной УВ практически покоится в лабораторной системе координат.

Существенные ограничения этого метода — в основном неоднородность термодинамического состояния рабочего газа и малые времена наблюдения (~ 100 мкс). Другие ограничения метода связаны с наличием вязкого пограничного слоя на боковой стенке: пространственная неоднородность параметров за падающей УВ, приводящая к зависимости параметров газа перед отраженной УВ от времени, сложный характер взаимодействия отраженной УВ с пограничным слоем на боковой стенке ударной трубы, искривленность падающей УВ. Подробные исследования влияния теплового пограничного слоя, образующегося на торцевой стенке, на движение отраженной УВ проведены в [3, 4].

Прежде чем перейти к непосредственному рассмотрению течения релаксирующего газа в тепловом пограничном слое у каталитической поверхности торца ударной трубы, необходимо тщательно проанализировать течение за отраженной УВ. Поле течения в этой области при наличии колебательной неравновесности в CO_2 изучалось в [5, 6]. Количественные оценки влияния неравновесных химических реакций в кислороде на структуру течения за отраженной УВ приведены в [7, 8]. Основная цель этих исследований — установление взаимной связи между гидродинамикой и химическими процессами. При этом использовалась простая химическая модель. Проведенные исследования показали, что учет процесса диссоциации приводит к необходимости отказа от традиционной схемы, когда давление за отраженной УВ полагается постоянным, не зависящим от времени. Этот установленный факт [7, 8] позволил авторам [9] получить экспериментально обоснованные значения констант скоростей диссоциации азота.

Знание поля вязкого неравновесного течения за отраженной УВ позволяет установить внешние граничные условия, зависящие от времени, для теплового пограничного слоя вблизи торца ударной трубы. Как отмечалось в [1, 10], на тепловой поток к поверхности трубы и его температуру существенное влияние может оказать эффективная каталитическая активность поверхности.

Цель данной работы — изучение теплопередачи в торце ударной трубы при неравновесном протекании физико-химических процессов в тепловом пограничном слое. Проведены расчеты параметров течения за падающей и отраженной УВ. Для характерных диапазонов изменения определяющих параметров задачи (давление и температура газа в канале УВ, скорость падающей УВ и т. п.) оценивается степень отличия состояния газа от равновесного. Выбрана простая модель протекания физико-химических процессов (реакции диссоциации — рекомбинации и обмена в воздухе).

1. Течение газа за падающей УВ. Пусть падающая УВ распространяется в совершенном газе с параметрами $p_1, T_1, x_{O_2} = 0,21, x_{N_2} = 0,79, x_{NO} = x_O = x_N = 0, \kappa_1 = 1,4$ с постоянной скоростью U_S . Тогда в системе координат, связанной с фронтом УВ, исходные уравнения сильного разрыва для УВ принимают вид

$$(1.1) \quad \rho_2 v_2 = \rho_1 v_1, \quad v = u - U_S;$$

$$(1.2) \quad p_2 + \rho_2 v_2^2 = p_1 + \rho_1 v_1^2;$$

$$(1.3) \quad h_2 + \frac{1}{2} v_2^2 = h_1 + \frac{1}{2} v_1^2;$$

$$(1.4) \quad \rho \frac{d\gamma_i}{dt} = \dot{w}_i, \quad \frac{\dot{c}}{dt} = v \frac{\dot{c}}{dx}, \quad \dot{w}_i = \sum_{k=1}^K (b_{ki} - a_{ki}) \bar{w}_k;$$

$$(1.5) \quad p = \rho \sum_{i=1}^v \gamma_i R T, \quad \gamma_i = \frac{x_i}{M}, \quad M = \sum_{j=1}^v x_j M_j;$$

$$(1.6) \quad h_i = c_{pfi} T + \frac{\theta_{vi} R}{\exp\left(\frac{\theta_{vi}}{T}\right) - 1}, \quad h = \sum_{i=1}^v h_i \gamma_i, \quad c_{pfi} = \frac{\kappa_i}{\kappa_i - 1} R.$$

Здесь $\rho, p, T, h, \gamma_i, R, M, \kappa, \theta_{vi}, u$ — плотность, давление, температура, энтальпия, мольно-массовая концентрация i -го компонента, универсальная газовая постоянная, молекулярный вес, отношение удельных теплоемкостей «замороженных» степеней свободы, характерная колебательная температура [10], скорость газа в лабораторной системе координат ($u_1 = 0$); b_{ki}, a_{ki} — стехиометрические коэффициенты k -реакций.

Для воздуха вместо любых двух уравнений (1.4) можно использовать уравнения материального баланса

$$(1.7) \quad \sum_{i=1}^v \gamma_i M_i = 1;$$

$$(1.8) \quad \frac{\sum_{i=1}^v \delta_{[O]} i x_i}{\sum_{j=1}^v \delta_{[N]} j x_j} = \frac{0,21}{0,79};$$

где δ_{li} — количество атомов элемента l в молекуле i . Выражения для скоростей реакции $\bar{w}_k(\gamma_j, T, \rho)$ приведены в [10]. Система реакций, идущих в пятикомпонентной смеси O_2, N_2, NO, O, N , и константы реакций, использованные в данной работе, описаны в [11]. Отметим, что значения констант скоростей обратных химических реакций находятся в хорошем соответствии с результатами теоретических и экспериментальных исследований [12].

Приведенная система уравнений решается в каждой точке поля течения за падающей УВ с указанными граничными условиями в предположении, что во фронте УВ диссоциация отсутствует. Для численного решения системы (1.1)—(1.8) использовался модифицированный метод

Ньютона с оптимальным выбором итерационного шага [13]. Итерационный процесс строился таким образом, что отдельно итерировалась подсистема (1.1), (1.2), а затем — вторая подсистема (1.3)–(1.8).

2. Приближенное решение для отраженной УВ. Система уравнений движения невязкого релаксирующего газа за отраженной УВ имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} &= 0, \quad \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u^2 + p) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{u^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho \left(e + \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) u \right] &= 0, \quad e = h - \frac{p}{\rho}, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \gamma_i) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho \gamma_i u) &= \dot{w}_i. \end{aligned}$$

На стенке полагается $u(0, t) = 0$. Граничные условия на фронте УВ вычисляются из соотношений Ренкина — Гюгонно с учетом эффекта релаксации газа в следе падающей УВ и переменности скорости отраженной УВ $U_R(x, t)$. В указанной постановке задача решена в [7, 8] для кислорода методом характеристик. Результаты расчетов [8] позволили выявить ряд характерных особенностей течения невязкого релаксирующего газа за отраженной УВ. Наиболее существенная особенность такого течения — его нестационарность, что проявляется в росте давления и концентрации атомарных компонентов, а также в падении температуры до своих равновесных значений с увеличением времени. Эффект относительно медленного роста давления использовался в [9] для изучения кинетики химических реакций в азоте.

Поскольку метод расчета (метод характеристик) в целом весьма громоздкий, в настоящей работе предлагается приближенный численный метод, в котором используется предположение о малости значений скорости газа за отраженной УВ ($u_3 \approx 0$). Так как скорость отраженной УВ неизвестна, а направление ее распространения противоположно направлению падающей УВ, то необходимо использовать соотношение между величинами скорости газа, давления, плотности перед и за скачком уплотнения

$$(u_3 - u_2)^2 = (p_3 - p_2)(1/\rho_2 - 1/\rho_3),$$

которое следует из (1.1), (1.2). Значение скорости отраженной УВ можно вычислить после определения ρ_3 и p_3 из уравнения неразрывности на скачке

$$U_R = (\rho_3 u_3 - \rho_2 u_2) / (\rho_3 - \rho_2).$$

Здесь за положительное направление скорости выбрано направление от более плотного газа в сторону натекающего на скачок менее плотного газа. В начальный момент времени (после отражения) предполагается, что в газе не возбуждены колебательные степени свободы и химический состав газа соответствует невозмущенному состоянию газа в канале перед падающей УВ. Можно воспользоваться удобной приближенной оценкой U_R для совершенного газа, приведенной в [14]:

$$U_R/U_S = \left| \frac{3-\kappa}{2} u_2/U_S - 1 \right|.$$

При этом метод расчета состояния газа за отраженной УВ аналогичен использованному в п. 1.

3. Тепловой пограничный слой вблизи торца ударной трубы. Рассмотрим образование теплового пограничного слоя на безграничной плоской преграде при «нормальном» падении и последующем отражении от нее плоской УВ. В известной степени это может быть приемлемой моделью теплового пристеночного слоя у торцевой стенки ударной трубы. Состояние газа в слое определяется системой параметров:

$$\begin{aligned} t_0, \mu_0, \rho_0, u_0 = \delta/t_0, \quad \delta = (\mu_0 t_0 / \rho_0)^{1/2}, \quad l = U_* t_0, \quad \epsilon^2 = \mu_0 / (\rho_0 U_*^2 t_0), \\ p_0 = \rho_0 U_*^2 / 2, \end{aligned}$$

где $\mu_0, t_0, \rho_0, p_0, \delta, l$ — характерные вязкость, время, плотность, давление, толщина слоя и длина, определяемая по характерной скорости U_* (скорости падающей или отраженной УВ). Ниже будем считать все величины безразмерными и отнесенными к своим характерным значениям. При этом полагаем, что удельная теплоемкость при постоянном давлении c_p отнесена к c_{p0} , а температура T — к $U_*^2/(2c_{p0})$. Рассматривается многокомпонентная смесь из ν компонентов.

Для пристеночной области течения у торцевой стенки ударной трубы можно ввести следующие масштабы независимых переменных и функций:

$$(3.1) \quad t = t^{(1)}, \quad x = \varepsilon x^{(1)} + \dots, \quad u = \varepsilon u^{(1)} + \dots, \quad T = T^{(0)} + \dots, \\ \rho = \rho^{(0)} + \dots, \quad p = p^{(0)} + \dots, \quad \alpha_i = \alpha_i^{(0)} + \dots$$

Если разложения (3.1) подставить в систему нестационарных одномерных многокомпонентных уравнений Навье—Стокса и перейти к пределу $\varepsilon \rightarrow 0$, то получим систему уравнений теплового пограничного слоя (ниже индексы у членов (3.1) опустим):

$$(3.2) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad \rho \frac{\partial \alpha_i}{\partial t} + \rho u \frac{\partial \alpha_i}{\partial x} = -\frac{\partial j_i}{\partial x} + \dot{w}_i, \\ \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho u c_p \frac{\partial T}{\partial x} - \left[\frac{dp}{dt} \right] + \sum_{i=1}^{\nu} j_i c_{pi} \frac{\partial T}{\partial x} + \sum_{i=1}^{\nu} \dot{w}_i h_i = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda' \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad \dot{w}_i = M_i \dot{w}_i.$$

Предполагается, что тепловой q и диффузионный j_i потоки имеют вид [15]

$$q = -\lambda' \frac{\partial T}{\partial x} + \sum_{k=1}^{\nu} h_k j_k, \quad j_i = -\frac{\mu}{Sc_i} \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial x} + \alpha_i \sum_{k=1}^{\nu} R_{ik} \frac{\partial \alpha_k}{\partial x} + c_{ti} \frac{\partial \ln T}{\partial x} \right).$$

Здесь $\lambda', h_k, \alpha_k, Sc_k, c_{tk}$ — коэффициент теплопроводности газовой смеси, энтальпия, массовая концентрация, эффективное число Шмидта и модифицированное термодиффузионное отношение k -го компонента.

Введем функцию тока ψ с помощью соотношений, которые тождественно удовлетворяют уравнению неразрывности:

$$\partial \psi / \partial t = -\rho u, \quad \partial \psi / \partial x = \rho.$$

Определим новые независимые переменные

$$(3.3) \quad t = \tau, \quad \eta = \psi / (2t)^{1/2}.$$

Имеем

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial}{\partial \eta}, \quad \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \eta}, \\ \rho \frac{\partial}{\partial t} + \rho u \frac{\partial}{\partial x} = \rho \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\rho \eta}{2\tau} \frac{\partial}{\partial \eta}, \quad \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\rho}{(2\tau)^{1/2}} \frac{\partial}{\partial \eta}.$$

После преобразований систему (3.2) запишем как

$$(3.4) \quad \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{c_p N}{Pr} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right) = \sum_{k=1}^{\nu} \widehat{j}_k c_{pk} \frac{\partial T}{\partial \eta} - c_p \eta \frac{\partial T}{\partial \eta} + 2\tau \left(\frac{1}{\rho} \sum_{k=1}^{\nu} \dot{w}_k h_k - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{d\tau} + c_p \frac{\partial T}{\partial \tau} \right), \\ -\frac{\partial \widehat{j}_i}{\partial \eta} = -\frac{2\tau}{\rho} \dot{w}_i - \eta \frac{\partial \alpha_i}{\partial \eta} + 2\tau \frac{\partial \alpha_i}{\partial \tau}, \quad p = \frac{\rho RT}{M},$$

где

$$(3.5) \quad N = \rho u, \quad \widehat{q} = -\frac{c_p N}{Pr} \frac{\partial T}{\partial \eta} + \sum_{k=1}^{\nu} h_k \widehat{j}_k, \\ \widehat{j}_i = -\frac{N}{Sc_i} \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial \eta} + \alpha_i \sum_{k=1}^{\nu} R_{ik} \frac{\partial \alpha_k}{\partial \eta} + c_{ti} \frac{\partial \ln T}{\partial \eta} \right).$$

Граничные условия на внешней границе теплового вязкого слоя при $\eta \rightarrow \infty$ имеют вид

$$T = T_\infty(t), \quad \alpha_i = \alpha_{i\infty}(t).$$

Значения T_∞ , $\alpha_{i\infty}$ определялись из решения задачи о невязком течении газа за отраженной УВ (см. п. 2). Таким же способом определялось распределение $p = p(t)$.

На поверхности торца ударной трубы ($\eta = 0$) для нахождения концентраций компонентов задавались граничные условия

$$\sum_{i=1}^{\nu} \delta_{li} j_i = 0 \quad (l = 1, \dots, \nu_e - 1),$$

$$j_i + k_{wi} \rho \alpha_i = 0 \quad (i = \nu_e, \dots, \nu - 1), \quad \sum_{i=1}^{\nu} \alpha_i = 1.$$

Здесь δ_{li} — число атомов элемента l в i -м компоненте; k_{wi} — скорость каталитической рекомбинации i -го компонента; ν_e — полное число химических элементов в рассматриваемой смеси газов.

Граничное условие для температуры на поверхности тела получим из условия сопряжения (по температуре и тепловому потоку). Пусть распространение тепла в теле описывается уравнением $\rho_b c_b \partial T / \partial t = k_b \partial^2 T / \partial y^2$. Предположим, что тело в начальный момент времени находилось при температуре T_{00} и что температура материала на бесконечно большом расстоянии от поверхности торца остается постоянной по времени $T(\infty, t) = T_{00}$. Тогда нетрудно найти распределение температуры в материале: $T = c_1 [\operatorname{erf}(\beta) - 1] + T_{00}$, $\beta = y / (2\sqrt{at})$, $a = k_b / (\rho_b c_b)$. Условие сопряжения примет вид $T_g = T_{00} - c_1$, $-q_g = -\frac{k_b}{\sqrt{\pi at}} c_1$, где индексы b, g относятся соответственно к материалу тела и газовой фазе. Переходя к переменным пограничного слоя, имеем $T = T_{00} - \kappa_w \hat{q}$, $\kappa_w = \sqrt{\frac{\pi at_0}{2}}$.

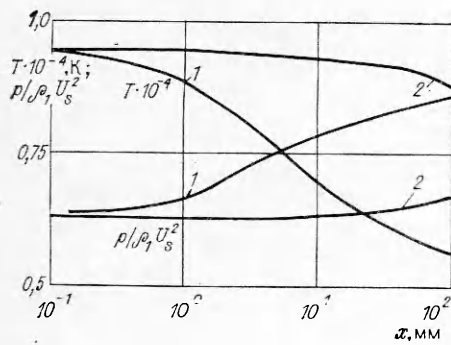
$$\cdot \frac{\rho_0 c_{p\infty} U_* \varepsilon}{k_b}.$$

Разностная аппроксимация системы уравнений теплового слоя (3.1)–(3.7) строилась по аналогии с методом [16] на основе матричного варианта двухточечной «бокс-схемы» Келлера. Схема имеет второй порядок аппроксимации по пространственной и временной (маршевой) переменным. Анализ устойчивости конечно-разностной схемы для однородного случая при постоянных коэффициентах проведен в [16] спектральным методом. Для решения двухточечных разностных уравнений использовался один из вариантов метода матричной прогонки [17].

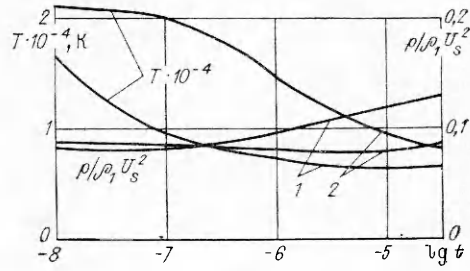
4. Результаты расчетов. Было рассчитано несколько полей течения воздуха за отраженной УВ при скорости падающей волны $U_S = 5$ км/с и начальном давлении $p_1 = 10^2, 1$ Па (соответственно режимы 1, 2 — линии 1, 2 на рис. 1–3).

Профили параметров неравновесного течения за падающей УВ показаны на рис. 1 в виде зависимостей от расстояния от УВ. Полученное решение типично для релаксирующего диссоциированного газа. При малых временах ($t \sim 10^{-8}$ с) состояние газа близко к замороженному [18], а на больших расстояниях от УВ при больших временах ($t \geq 10^{-5}$ с) для $p_1 = 10^2$ Па параметры течения стремятся к предельным равновесным значениям [18]. С уменьшением начального давления равновесное состояние достигается на значительно больших расстояниях и при $t \leq 10^{-5}$ с параметры течения мало отличаются от «замороженного».

На рис. 2 приведены зависимости температуры T_3 и давления p_3 на торцевой стенке (в невязком течении) от времени. Расчеты показали, что приблизительно через 10 мкс после отражения УВ вблизи торца начинает формироваться область с постоянными параметрами, значения кото-



Р и с. 1



Р и с. 2

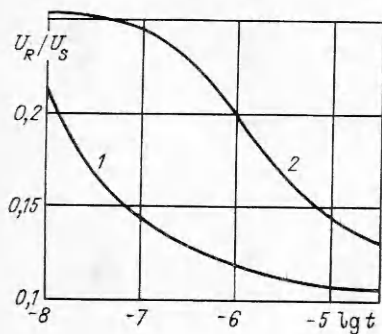
рых приближаются к равновесным [2, 7]. При этом обнаруживается два характерных масштаба времени. Так, параметры, которые зависят от химического состава (степень диссоциации, температура и т. п.), релаксируют за время, определяемое скоростью химических реакций за отраженной УВ. Газодинамические же параметры (такие как давление, плотность) релаксируют за время, определяемое временем установления стационарного состояния за падающей УВ. Многочисленные экспериментальные исследования в ударных трубах подтверждают эти различия [2, 7, 8].

Давление за отраженной УВ вначале несколько падает в течение короткого промежутка времени при режиме 1 и за продолжительное время при режиме 2, а затем растет. Начальное снижение давления объясняется быстрой химической релаксацией за отраженной УВ [7], о чем можно судить по зависимости температуры T_3 от времени. Последующий рост давления p_3 — следствие более медленной релаксации за падающей УВ. При режиме 1 течение воздуха за отраженной волной близко к состоянию локально-термодинамического равновесия, а при режиме 2 — существенно неравновесное.

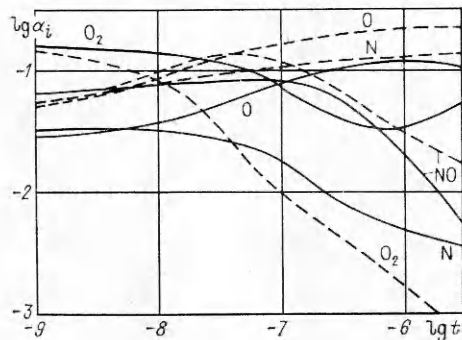
Выше отмечалось, что зависимость $T_3(t)$ определяет релаксационный процесс за отраженной УВ. Другой величиной, более удобной для экспериментальной проверки и коррелирующей с температурной зависимостью, является скорость отраженной УВ. Зависимость U_R от времени в рассматриваемых режимах 1, 2 представлена на рис. 3. Общий характер зависимостей T , U_R от времени в обоих режимах весьма схожий. Однако, как и следовало ожидать, с увеличением давления на два порядка (режим 1) время достижения стационарного состояния уменьшается приблизительно в 100 раз.

Приведенные результаты подтверждают возможность использования давления на торцевой стенке и скорости отраженной УВ в качестве измеряемых параметров в экспериментах по химической кинетике.

Перейдем к анализу структуры теплового слоя. На рис. 4 для $U_S = 5$ км/с, $p_1 = 10^2$ Па представлены распределения концентрации компо-



Р и с. 3



Р и с. 4

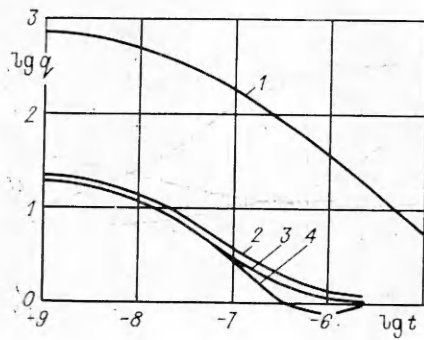


Рис. 5

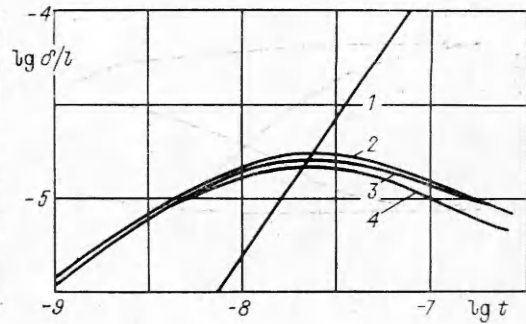


Рис. 6

нентов воздуха α_i ($i = O_2, NO, O, N$) на внешней границе слоя (штриховые линии) и на поверхности торца (сплошные), выполненного из пирекса и первоначально находящегося при температуре $T_{00} = 293$ К, в зависимости от времени. Материал торца считался некаталитическим ($k_{w,O} = k_{w,N} = 1$ см/с). При малых временах ($10^{-8} \text{ с} \leq t \leq 10^{-6}$ с) тепловой слой сильно неравновесный.

Зависимости теплового потока $q = 2q'/\rho_0 U_S^3$ от времени для различных режимов течения и материалов торца ударной трубы приведены на рис. 5. При $p_1 = 1$ и 10^2 Па (кривые 1, 4) значения теплового потока при малых ($t \sim 10^{-9}$ с) и больших временах ($t \sim 10^{-6}$ с) могут отличаться на порядок. При этом, поскольку тепловой слой для режима 2 при $t \leq 10^{-7}$ с близок к замороженному состоянию, значения q существенно превосходят данные для режима 1. При больших временах состояние теплового слоя для режима 1 приближается к равновесному, в то время как процессы в тепловом слое для режима 2 носят сильно неравновесный характер вблизи некаталитической поверхности торца трубы, что проявляется, в частности, в больших значениях теплового потока для режима 1*. Нагрев материала торца (пирекса) до температуры $T_{00} = 1000$ К (кривая 2) или использование другого образца (никеля) при $T_{00} = 293$ К (кривая 3) не приводят к заметным качественным изменениям при $t \leq 0,5$ мкс. При больших временах значения теплового потока различаются в 2–2,5 раза. Значительные трудности возникали при попытках получить решение для $t > 2,5$ мкс.

Аномальное поведение зависимостей $q(t)$ при относительно больших временах ($t \geq 0,25$ мкс) связано с эффектом «запирания» теплового слоя. На рис. 6 показано развитие во времени толщины теплового слоя δ (обозначения, как и на рис. 5). В рассмотренных случаях существуют определенные моменты времени, когда толщина слоя достигает максимального значения. Это состояние, зависящее в основном от уровня давления за отраженной УВ и характеризующееся значением p_1 , формируется в результате резкого повышения давления за отраженной УВ (см. рис. 2). Такой эффект возможен только в сильно неравновесном газе, когда действует механизм, поддерживающий положительный градиент давления dp/dt [7]. С ростом t происходит резкое уменьшение толщины слоя, приводящее к его «запиранию». К сожалению, в рамках приближенного подхода не удастся установить полную картину своеобразного «вязко-невязкого взаимодействия».

Итак, выявленные особенности зависимостей давления теплового потока в торце ударной трубы, скорости отраженной УВ от времени позволяют получить полезную информацию о характеристиках теплового вязкого слоя вблизи торца.

* Для каталитического материала торца ($k_{w,O} = 2200$ см/с, $k_{w,N} = 130$ см/с) [10] для режима 2 q_w при $t = 10^{-5}$ с возрастает на 20%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гейдон А., Герл П. Ударная труба в химической физике высоких температур.— М.: Мир, 1966.
2. Британ А. Б. Методы исследования теплопроводности газов в ударных трубах // Отчет № 2691 Ин-та механики МГУ.— 1983.
3. Sturtevant B., Slachmuylders E. End wall heat-transfer effects on the trajectory of a reflected shock wave // Phys. Fluids.— 1964.— V. 7, N 8.
4. Goldworthy F. A. The structure of a contact region, with application to the reflection of a shock from a heat conducting wall // J. Fluid Mech.— 1959.— V. 5, pt 2.
5. Baganoff D. Experiment on wall-pressure history in shock — reflexion process // J. Fluid Mech.— 1965.— V. 23, pt 2.
6. Johannesen N. H., Bird G. A., Zienkiewicz H. K. Theoretical and experimental investigations of the reflexion of normal shock waves with vibrational relaxation // J. Fluid Mech.— 1967.— V. 30, pt 1.
7. Присли, Хэнсон. Численный метод расчета полей течения за отраженной ударной волной в газе с неравновесными химическими реакциями // РТК.— 1969.— Т. 7, № 12.
8. Hanson R. K., Baganoff D. Shock-tube study of nitrogen dissociation rates using pressure measurements.— N. Y., 1971.— (Paper/AIAA; N 620).
9. Hanson R. K., Presley L. L., Williams E. V. Numerical solutions of several reflected shock-wave flow fields with nonequilibrium chemical reactions.— Washington, 1972.— (Techn. Note/NASA; D — 6885).
10. Агафонов В. П., Вертушкин В. К., Гладков А. А., Полянский О. Ю. Неравновесные процессы в аэродинамике.— М.: Машиностроение, 1972.
11. Провоторов В. П., Рябов В. В. Исследование неравновесного гиперзвукового вязкого ударного слоя // Тр. ЦАГИ.— 1981.— Вып. 2111.
12. Lin S. Ch., Teare J. D. Rate of ionization behind shock waves in air. Pt II. Theoretical interpretations // Phys. Fluids.— 1963.— V. 6, N 3.
13. Ермаков В. В., Калиткин Н. И. Оптимальный шаг и регуляризация метода Ньютона // ЖВММФ.— 1983.— Т. 21, № 2.
14. Хэншелл Б. Д. Некоторые аспекты использования ударных труб в аэродинамических исследованиях. Ударные трубы.— М.: ИЛ, 1962.
15. Рябов В. В. Приближенный метод расчета коэффициентов переноса в многокомпонентных смесях // ИФЖ.— 1982.— Т. 44, № 2.
16. Денисенко О. В., Провоторов В. П. Исследование течений вязкого газа при умеренных числах Рейнольдса // Тр. ЦАГИ.— 1985.— Вып. 2269.
17. Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений.— М.: Наука, 1978.
18. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г., Лобастов Ю. Ф. и др. Ударные волны в реальных газах.— М.: Наука, 1968.

Поступила 12/V 1986 г.

УДК 532.5 + 523.4

КОНВЕКТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ВИХРИ НА ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СФЕРЕ

Т. Д. Кузнецова, Л. С. Соловьев
(Москва)

Одна из интереснейших проблем газодинамики — возникновение и длительное существование упорядоченных вихревых структур в течениях, обладающих в начальный момент более высокой симметрией или даже образующихся из состояния покоя. Считая эту проблему термодинамической, авторы [1] констатируют: «Классическая термодинамика, в сущности, — теория «разрушения структуры», и ее необходимо дополнить отсутствующей в ней теорией «создания структуры». Появление вихревых структур в первоначально ламинарном потоке, коль скоро исходное стационарное течение также удовлетворяет условиям баланса сил, связано с развитием некоторой неустойчивости, которая и переводит систему в новое, уже устойчивое стационарное состояние. В возникшей вихревой структуре течения потери кинетической энергии за счет диссипативных сил, очевидно, должны компенсироваться притоком соответствующей «внешней» энергии.

Классический объект исследования эффекта образования вихревой структуры — задача Бенара, в которой переход к новому стационарному состоянию обусловлен развитием конвективной неустойчивости. Применение к этой проблеме теории гидродинамической устойчивости, основанной на анализе нормальных мод, дано, в частности, в [2]. Линейная теория устойчивости [2, 3] позволяет найти минимальный перепад температур, при котором возникает стационарный баланс между вязкой диссипацией кинетической энергии и производством внутренней энергии за счет архимедовых