

ТЕПЛО-МАССОБМЕН ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ДВИЖЕНИИ В ТРУБЕ ДИССОЦИИРУЮЩЕГО ГАЗА

И. Б. ВИХОРЕВ, Ю. В. ЛАПИН

(Ленинград)

Рассматривается турбулентное движение диссоциирующего газа в полубесконечной круглой трубе на большом удалении от входа (установившийся режим течения). Решение строится для произвольной скорости диссоциации. Расчет сопротивления и теплообмена ведется методом исследовательских приближений. Этот способ допускает одновременное рассмотрение нескольких реакций, протекающих в объеме газа, а также позволяет учесть процессы каталитической рекомбинации и диссоциации на поверхности трубы. Проведен расчет движения в трубе диссоциирующей четырехокси азота. При этом рассматриваются реакции



Исследования турбулентных течений химически реагирующих газов в пограничных слоях (внешняя задача) и каналах (внутренняя задача) представляют большой интерес для многих областей техники. Большая часть из немногочисленных исследований по этому вопросу посвящена рассмотрению течений в пограничных слоях (библиографию см. в работе [1]). Значительно менее исследованы течения в каналах.

Особый интерес проблема расчета сопротивления и теплообмена при турбулентном движении химически реагирующих газов в каналах представляет для энергетики в связи с необходимостью расчета теплообменников, работающих на диссоциирующих теплоносителях (например, на четырехокси азота N_2O_4 или на водороде H_2).

В большинстве теоретических работ, в которых исследуются турбулентные течения диссоциирующего газа в каналах, рассматриваются течения равновесно диссоциирующего газа.

Расчет теплоотдачи при турбулентном течении в круглой трубе равновесно диссоциирующей четырехокси азота содержится в работе Ирвинга и Смита [2]. Этот расчет проводился для диапазона температур от 300 до 370° К, причем учитывалась лишь реакция $\text{N}_2\text{O}_4 \rightleftharpoons 2\text{NO}_2$.

Полуэмпирический метод расчета сопротивления трения и теплообмена при турбулентном движении в круглой трубе равновесно диссоциирующего водорода дан в работе Б. С. Петухова и В. Н. Попова [3]. Этот метод последовательных приближений представляет собой дальнейшее развитие известного метода расчета турбулентных течений в трубах несжимаемой жидкости с переменными физическими свойствами, разработанного теми же авторами [4].

Учет влияния диссоциации на сопротивление и теплообмен в работах [3] и [2] осуществлялся феноменологически, т. е. через «эффективные» физические свойства смеси атомов и молекул.

Экспериментальному исследованию теплоотдачи при турбулентном течении в круглой трубе диссоциирующей четырехокси азота посвящены работы [5, 6].

Обширные данные по термодинамическим и газокинетическим свойствам диссоциирующей четырехокси азота, а также по кинетике реакций $\text{N}_2\text{O}_4 \rightleftharpoons 2\text{NO}_2 \rightleftharpoons 2\text{NO} + \text{O}_2$ приведены в работах В. Б. Нестеренко и Б. Е. Тверковкина [7, 8], В. Б. Нестеренко и В. П. Бубнова [9].

1. Постановка задачи. Рассмотрим стационарное турбулентное движение в полубесконечной круглой трубе на большом удалении от входа в трубу. Ось x направим вдоль оси трубы. Расстояние от оси трубы до данной точки обозначим через r , а радиус трубы — через r^0 . Упрощенные уравнения, описывающие перенос массы, импульса, тепла и вещества на

большом удалении от входа в трубу, можно записать в виде

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(p + \rho u^2) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\tau) \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u H) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r q) \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u C_i) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r j_i) + w_i \quad (1.4)$$

Здесь u — проекция скорости на ось x ; ρ — плотность газа; p — давление; τ — напряжение трения; q — тепловой поток; j_i — массовый поток i -й компоненты; w_i — массовая скорость образования i -й компоненты; C_i — массовая концентрация i -й компоненты; H — полная энтальпия, выражаемая равенством

$$H = h + \frac{u^2}{2}, \quad h = \sum_i C_i (h_i + h_i^0), \quad h_i = \int_{T^0}^T c_{pi} dT \quad (1.5)$$

c_{pi} — удельная теплоемкость i -й компоненты при постоянном давлении, являющаяся функцией температуры T ; h — энтальпия смеси; h_i^0 — удельная теплота образования i -й компоненты при стандартных условиях; T^0 — стандартная температура.

Отсутствие в системе уравнений (1.1) — (1.4) членов, содержащих радиальную составляющую скорости v , оправдано лишь в том случае, если изменение продольной составляющей массового расхода газа ρu в направлении оси невелико, т. е. $\partial(\rho u) / \partial x = 0$. В этом случае из уравнения неразрывности следует, что $v = 0$. В рассматриваемом здесь случае движения на большом удалении от входа в трубу условие $\partial(\rho u) / \partial x = 0$ будет вполне приемлемым, что оправдывает принятые при составлении системы (1.1) — (1.4) упрощения (детальное обоснование системы (1.1) — (1.3) можно найти в монографии М. Ф. Широкова [10], а также работе [4].)

Граничные условия для системы уравнений (1.1) — (1.4) запишем на стенке трубы при $r = r^0$

$$u = 0, \quad T = T_w, \quad j_{iw} = -k_{wi} \left[(\rho C_i)^{n_i} - \frac{(\rho C_i)_e^{n_i}}{(\rho C_j)_e^{n_j}} (\rho C_j)^{n_j} \right]_w \quad (1.6)$$

на стенке трубы при $r = r^0$

$$u = U_a, \quad T = T_a, \quad C_i = C_{ia} \quad (1.7)$$

Граничное условие для концентрации на стенке трубы (третье из условий (1.6)) учитывает наличие каталитических реакций на стенке, описываемых уравнением



Здесь индексами i и j обозначены реагент и продукт реакции соответственно, k_{wi} и k_{wj} — константы скоростей прямой и обратной каталитических реакций, зависящие от температуры, n_i и n_j — порядок прямой и обратной реакций, индексом e обозначены равновесные значения параметров, индексом w здесь и далее обозначены параметры на стенке, W — активный участок поверхности.

Если принять двухслойную схему течения в трубе: ламинарный подслои — турбулентное ядро, то выражения для τ , j_i и q , входящих в уравнения (1.2) — (1.4), можно записать в виде

$$\tau = -(\mu + \varepsilon) \frac{\partial u}{\partial r}, \quad j_i = \frac{\mu + \varepsilon}{S_n} \frac{\partial C_i}{\partial r} \quad (1.9)$$

$$q = \frac{\mu + \varepsilon}{P_n} \left[\frac{\partial h}{\partial r} + \sum_i (L_n - 1) (h_i + h_i^0) \frac{\partial C_i}{\partial r} \right] \quad (1.10)$$

Здесь μ и ε — коэффициенты динамической вязкости смеси и турбулентного обмена соответственно. Числа P_n , L_n , S_n в ламинарном подслое следует положить равными молекулярным числам Прандтля, Льюиса и Шмидта соответственно, т. е.

$$P = \mu c_p / \lambda, \quad L_i = \rho D_i c_p / \lambda, \quad S_i = \mu / \rho D_i. \quad (1.11)$$

Здесь c_p — теплоемкость смеси, λ — коэффициент теплопроводности смеси, D_i — эффективный коэффициент диффузии, выражающийся равенством [11]

$$\frac{1}{D_i} = \sum_{j=1}^s \frac{m C_j}{m_j D_{ij}} \left(1 - \frac{C_{ij}}{C_{ji}} \right) + \sum_{k=1}^s C_k \sum_{j=1}^N \frac{m C_j}{m_j D_{kj}} \left(\frac{C_{ij}}{C_{ji}} - \frac{C_{ik}}{C_{ki}} \right) \quad (1.12)$$

Здесь D_{ij} — коэффициенты бинарной диффузии, m — молекулярный вес смеси

$$m = \sum_i C_i / m_i \quad (1.13)$$

В турбулентном ядре числа P_n , L_n , S_n , входящие в равенства (1.9), (1.10), следует положить равными турбулентным аналогам чисел Прандтля, Льюиса и Шмидта, т. е.

$$P_t = \varepsilon c_p / \lambda_t, \quad L_t = \rho D_t c_p / \lambda_t, \quad S_t = \varepsilon / \rho D_t \quad (1.14)$$

Здесь λ_t и D_t — коэффициенты турбулентной теплопроводности и диффузии.

2. Распределение τ , q и j_i по сечению трубы. Введем в рассмотрение средние по сечению трубы величины

$$\langle \rho \rangle = \frac{1}{\pi r^2} \int_0^r 2\pi r \rho dr, \quad \langle u \rangle = \frac{1}{\pi r^2 \langle \rho \rangle} \int_0^r 2\pi r \rho u dr \quad (2.1)$$

$$\langle H \rangle = \frac{1}{\pi r^2 \langle \rho \rangle \langle u \rangle} \int_0^r 2\pi r \rho u H dr, \quad \langle C_i \rangle = \frac{1}{\pi r^2 \langle \rho \rangle \langle u \rangle} \int_0^r 2\pi r \rho u C_i dr$$

После умножения уравнений (1.2) — (1.4) на $2\pi r$ и интегрирования их от 0 до r^0 (радиус трубы), получим следующие соотношения:

$$\frac{d\langle \rho \rangle}{dx} + \langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{d\langle u \rangle}{dx} = \frac{2\tau_w}{r^0}, \quad \langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{d\langle H \rangle}{dx} = \frac{2q_w}{r^0} \quad (2.2)$$

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{d\langle C_i \rangle}{dx} = \frac{2\psi_{wi}}{r^0} \quad \left(\psi_i = j_i + \frac{1}{r} \int_0^r r w_i dr \right) \quad (2.3)$$

Для нахождения распределений τ , q и j_i по сечению трубы примем приближенно, что

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{d\langle u \rangle}{dx} = \rho u \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \frac{d\langle H \rangle}{dx} = \frac{\partial H}{\partial x}, \quad \frac{d\langle C_i \rangle}{dx} = \frac{\partial C_i}{\partial x} \quad (2.4)$$

В этом случае, принимая во внимание равенства (2.2), (2.3) и уравнения (1.2) — (1.4), найдем

$$\begin{aligned} \frac{2\tau_w}{r^0} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\tau), \quad \frac{2q_w}{r^0} \frac{\rho u}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rq), \\ \frac{2\psi_{iw}}{r^0} \frac{\rho u}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\psi_i) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Интегрируя (2.5) от 0 до r , получаем

$$\frac{\tau}{\tau_w} = \frac{r}{r^0} \quad \frac{q}{q_w} = \frac{2}{r} \int_0^r \frac{r}{r^0} \frac{\rho u}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} dr, \quad \frac{\psi_i}{\psi_{iw}} = \frac{2}{r} \int_0^r \frac{r}{r^0} \frac{\rho u}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} dr \quad (2.6)$$

Возвращаясь в третьем равенстве (2.5) от ψ_i к j_i в соответствии с равенством (2.3), будем иметь

$$j_i = \left(j_{iw} + \frac{1}{r^0} \int_0^r r w_i dr \right) \frac{2}{r} \int_0^r \frac{r}{r^0} \frac{\rho u}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} dr - \frac{1}{r} \int_0^r r w_i dr \quad (2.7)$$

Первые два равенства (2.5) и равенство (2.7) выражают законы распределения напряжений трения τ , теплового потока q и массового потока i -й компоненты j_i в поперечных сечениях потока.

3. Профиль скоростей. Введем универсальные координаты (3.1)

$$\varphi = u/v_*, \quad \eta = yv_*/v_w, \quad y = r^0 - r, \quad v_* = (\tau_w/\rho_w)^{1/2}, \quad v_w = \mu_w/\rho_w$$

Здесь y — расстояние от стенки трубы.

В ламинарном подслое в предположении, что $\mu = \text{const} = \mu_w$ и $\tau = \text{const} = \tau_w$, профиль скоростей имеет вид

$$\varphi = \eta \quad (3.2)$$

Для расчета профиля скоростей в турбулентном ядре воспользуемся полуэмпирической формулой Кармана

$$\tau = \rho \kappa^2 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^4 / \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)^2, \quad \kappa = 0.4 \quad (3.3)$$

Используя (3.1), приведем (3.3) к виду

$$\frac{\varphi''}{\varphi'^2} = -\kappa \left(\frac{\rho/\rho_w}{\tau/\tau_w} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

Здесь знак минус выбран, так как $\varphi'' < 0$.

Интегрируя уравнение (3.4) один раз, получаем

$$\frac{1}{\varphi'} = \kappa \int_{\eta_i} \left(\frac{\rho/\rho_w}{\tau/\tau_w} \right)^{1/2} d\eta + C_1 \quad (3.5)$$

Постоянную интегрирования C_1 определим из условия, что на границе ламинарного подслоя и турбулентного ядра со стороны турбулентного ядра

$$\varphi' |_{\eta=\eta_l+0} = (\kappa\alpha)^{-1}, \quad \alpha = 11.5$$

Здесь α — универсальная константа турбулентности. Принятое условие является приближенным, так как оно справедливо лишь в несжимаемой жидкости ($\rho = \text{const}$). Используя это условие, найдем $C_1 = \kappa\alpha$.

Интегрируя уравнение (3.5) и определяя постоянную интегрирования из условия на оси трубы, получаем следующее выражение для профиля скоростей в турбулентном ядре:

$$\varphi = \varphi_\alpha - \frac{1}{\kappa} \int_s^1 \left[s_l + \int_{s_l}^s \left(\frac{\rho/\rho_w}{1-s} \right)^{1/2} ds \right]^{-1} ds \quad (3.6)$$

Здесь

$$s = \eta / \eta_\alpha, \quad s_l = \alpha / \eta_\alpha, \quad \eta_\alpha = r^\circ v_* / \nu_w, \quad 1 - s = \tau / \tau_w. \quad (3.7)$$

На границе ламинарного подслоя и турбулентного ядра $\varphi = \alpha$, поэтому из (3.6) получается следующее выражение для скорости на оси трубы:

$$\varphi_\alpha = \alpha + \frac{1}{\kappa} \int_{s_l}^1 \left[s_l + \int_{s_l}^s \left(\frac{\rho/\rho_w}{1-s} \right)^{1/2} ds \right]^{-1} ds \quad (3.8)$$

Необходимая в дальнейшем производная $\varphi'(s)$ равна

$$\varphi'(s) = \frac{\partial \varphi}{\partial s} = \left[\kappa \left(s_l + \int_{s_l}^s \left(\frac{\rho/\rho_w}{1-s} \right)^{1/2} ds \right) \right]^{-1} \quad (3.9)$$

в турбулентном ядре ($s_l < s < 1$) и

$$\varphi'(s) = \eta_\alpha \quad (3.10)$$

в ламинарном подслое ($0 < s < s_l$).

Если пренебречь ламинарным подслоем ($s_l = 0$), то из формулы (3.6) при $\rho = \text{const} = \rho_w$ получается известная формула Кармана

$$\varphi = \varphi_\alpha + \frac{1}{\kappa} [\ln(1 - \sqrt{1-s}) + \sqrt{1-s}] \quad (3.11)$$

4. Профиль концентраций. В случае термохимического равновесия концентрации отдельных компонент определяются локальными значениями давления и температуры и могут быть найдены из условия $w_i = 0$.

Для нахождения профиля концентраций при произвольной скорости химической реакции перейдем в выражении для массового потока i -й компоненты j_i (1.9) от r к переменной s в соответствии с соотношениями, вытекающими из равенств (3.1) и (3.7)

$$r = r^\circ - y = r^\circ \left(1 - \frac{y}{r^\circ} \right) = r^\circ \left(1 - \frac{\eta}{\eta_\alpha} \right) = r^\circ (1 - s) \quad (4.1)$$

Тогда, принимая во внимание (1.9) и (3.1), получим

$$\frac{\partial C_i}{\partial s} = - \frac{S_n \varphi'(s) r^\circ}{\mu_w \eta_\alpha (1-s)} j_i \quad (4.2)$$

Переходя в выражения для j_i (2.9) от r к s по (4.1) и подставляя полученное выражение в правую часть (4.2), будем иметь

$$\frac{\partial C_i}{\partial s} = \frac{S_n r^\circ \Phi'(s)}{\mu_w \eta_a (1-s)} \left[\frac{r^\circ}{1-s} \int_s^1 (1-s) w_i dC_i - \left(j_{iw} + r^\circ \int_0^1 (1-s) w_i ds \right) \frac{2}{1-s} \int_s^1 \frac{\rho u}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} (1-s) ds \right] \quad (4.3)$$

Интегрируя (4.3) от 0 до s и определяя постоянную интегрирования из условия $C_i = C_{iw}$ при $s = 0$, получим следующее выражение для профиля концентраций

$$C_i = C_{iw} + \frac{S_n r^{\circ 2}}{\mu_w \eta_a} \int_0^s \frac{\Phi'(s)}{(1-s)^2} \int_s^1 (1-s) w_i ds ds - \frac{2 S_n r^\circ}{\mu_w \eta_a} \left(j_{iw} + r^\circ \int_0^s (1-s) w_i ds \right) \int_0^s \frac{\rho'(s)}{(1-s)^2} \int_s^1 (1-s) \frac{\rho u}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} ds ds \quad (4.4)$$

Здесь j_{iw} выражается через концентрации на стенке третьим из равенств (1.6).

5. Профиль энтальпии (температуры). В выражении теплового потока (1.10) перейдем от r к s по (4.1) и, подставив результат в левую часть второго равенства (2.6), разрешим полученное соотношение относительно $\partial h / \partial s$; в итоге получим

$$\frac{\partial h}{\partial s} = \frac{2 P_n r^\circ q_w \Phi'(S)}{\mu_w \eta_a (1-s)^2} \int_1^s (1-s) \frac{\rho u}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} ds - \sum_i (L_n - 1) (h_i + h_i^\circ) \frac{\partial C_i}{\partial s} \quad (5.1)$$

Интегрируя (5.1) от 0 до s и определяя постоянную интегрирования из условия на стенке, будем иметь

$$h = h_w + \frac{2 P_n q_w r^\circ}{\mu_w \eta_a} \int_0^s \frac{\Phi'(s)}{(1-s)^2} \int_1^s (1-s) \frac{\rho u}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} ds ds - \sum_i (L_n - 1) h_i^\circ (C_i - C_{iw}) - \sum_i (L_n - 1) \int_0^s h_i \frac{\partial C_i}{\partial s} ds \quad (5.2)$$

Не ограничивая существенно общности рассмотрения, энтальпию i -й компоненты можно представить в виде полинома по степеням абсолютной температуры

$$h_i(T) = \sum_n a_{ni} T^n \quad (5.3)$$

Подставив (5.3) во второе равенство (1.5), получим следующее уравнение для определения температуры

$$\sum_n b_n T^n = h - \sum_i C_i h_i^\circ, \quad b_n = \sum_i C_i a_{ni} \quad (5.4)$$

6. **Определение числа Нуссельта.** Введем в рассмотрение число Нуссельта

$$N = \frac{2r^{\circ} \langle c_p \rangle q_w}{\lambda_w (h_w - \langle h \rangle)}, \quad \langle c_p \rangle = \frac{h_w - \langle h \rangle}{T_w - \langle T \rangle} \quad (6.1)$$

В равенстве (5.2) перенесем h_w справа налево, умножим затем обе части полученного соотношения на

$$-2 \frac{\rho u}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} (1-s) ds$$

и проинтегрируем полученное равенство от 0 до 1, тогда после несложных преобразований и подстановки результата в (6.1) получим следующее выражение для числа Нуссельта:

$$\begin{aligned} \frac{1}{N} = & \frac{\lambda_w}{q_w r^{\circ} \langle c_p \rangle} \sum_i (L_n - 1) \left[h_i^{\circ} \int_1^1 (C_i - C_{iw}) \frac{\rho u}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} (1-s) ds + \right. \\ & \left. + \int_0^1 \left(\frac{\rho u}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} (1-s) \int_0^s h_i \frac{\partial C_i}{\partial s} ds \right) - \frac{2\lambda_w P_n}{\mu_w \eta_a \langle c_p \rangle} \int_0^1 \frac{\varphi'(s)}{(1-s)^2} \times \right. \\ & \left. \times \left[\int_1^s \frac{\rho u}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} (1-s) ds \right]^2 ds \right] \quad (6.2) \end{aligned}$$

7. **Определение сопротивления.** Введем в рассмотрение число Рейнольдса R_w и коэффициент сопротивления ξ

$$R_w = \frac{2r^{\circ} \langle \rho \rangle \langle u \rangle}{\mu_w}, \quad \xi = \frac{8\tau_w}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle^2} \quad (7.1)$$

Принимая во внимание равенства (3.1) и (3.7), получим из (7.1) следующее выражение для коэффициента сопротивления

$$\xi = 32 \left(\frac{\eta_a}{R_w} \right)^2 \frac{\langle \rho \rangle}{\rho_w} \quad (7.2)$$

Средняя по сечению трубы плотность может быть вычислена по первому из равенств (2.1), которое после перехода от переменной r к s принимает вид

$$\langle \rho \rangle = 2 \int_0^1 \rho (1-s) ds \quad (7.3)$$

Для определения плотности воспользуемся уравнением состояния для смеси газов

$$p = \rho R_0 T / m \quad (7.4)$$

где R_0 — универсальная газовая постоянная, а m — молекулярный вес смеси, выражающийся равенством (1.14).

Приняв за характерное состояние на стенке трубы, из (7.4) найдем

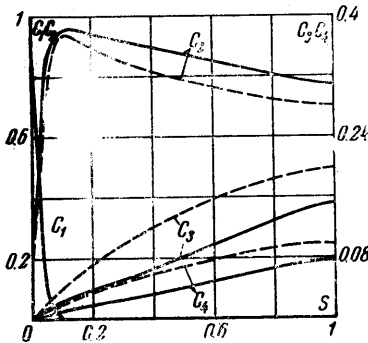
$$\rho / \rho_w = (T / T_w)^{-1} (m / m_w) \quad (7.5)$$

8. Пример расчета. В качестве примера был произведен расчет тепло-массообмена при движении в трубе диссоциирующей четырехоксида азота N_2O_4 . При этом учитывалось протекание двух реакций:

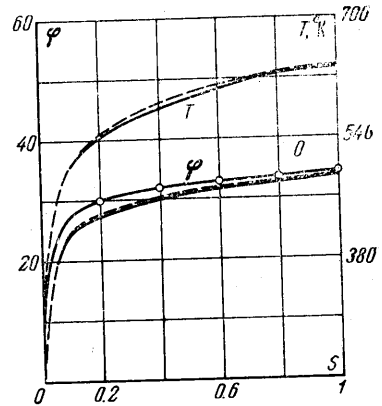


При расчете использовались данные по физико-химическим свойствам смеси (теплоемкость, вязкость, константы равновесия, константы скоростей диссоциации и т. д.), приведенные в работах [7-9].

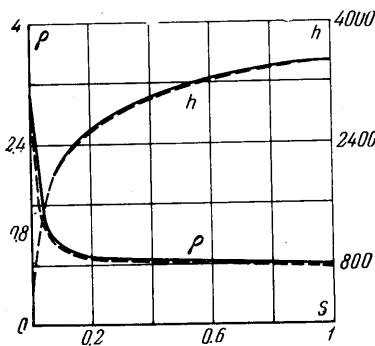
В качестве исходных параметров задавались: давление p в сечении трубы, температура стенки T_w , параметры $q_w 2r^0$ и η_a , а также комплекс $S_n r^{0.2} / \mu_w \eta_a$. Числа Pe , S_n и L_n в процессе расчета принимались равными единице.



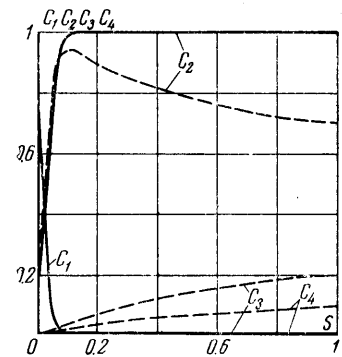
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

Расчет производился методом последовательных приближений. Первоначально рассчитывалось равновесное течение, при этом в нулевом приближении плотность принималась постоянной. При расчете неравновесного течения в качестве нулевого приближения для плотности принималось распределение плотности в равновесном течении. Необходимое для расчета неравновесного течения распределение концентраций в нулевом приближении выбиралось таким образом, чтобы оно отличалось от равновесного распределения, а сумма концентраций всех компонент равнялась единице. Как показали расчеты, для получения конечных результатов обычно достаточно трех приближений.

Результаты расчета представлены на фиг. 1-4.

На фиг. 1-3 показано изменение параметров по сечению трубы для условий:

$$p = 1 \text{ атм}, \quad T_w = 300^\circ \text{ К}, \quad q_w 2r^0 = -500 \text{ ккал/м.сек}$$

$$\eta_a = 10^5, \quad S_n r^{0.2} / \mu_w \eta_a = 1 \text{ м}^3 \cdot \text{сек/кг.}$$

На фиг. 1 изображены профили концентраций всех четырех компонент

$$(C_1 - N_2O_4, \quad C_2 - NO_2, \quad C_3 - NO, \quad C_4 - O_2)$$

в случае равновесной (пунктирные кривые) и неравновесной (сплошные кривые) диссоциации. Концентрации компонент на стенке предполагались равновесными. Из рассмотрения кривых видно, что для принятых условий течения вторая реакция протекает неравновесно.

На фиг. 2 представлены профили скорости и температуры (крестиками отмечены опыты Никурадзе), а на фиг. 3 — профили энтальпии и плотности для равновесного (пунктир) и неравновесного (сплошные кривые) течений. Видно, что отклонение от термодинамического равновесия слабо влияет на распределение динамических и термодинамических параметров.

На фиг. 4 показаны профили концентраций, рассчитанные для условий:

$$p = 1 \text{ атм}, T_w = 300^\circ \text{ К}, q_w 2r^2 = -2000 \text{ ккал/мсек}$$

$$\eta_a = 4 \cdot 10^5, S_n r^{0.2} / \mu_w \eta_a = 0.04 \text{ м}^3 \cdot \text{сек/кг}$$

(обозначения здесь такие же, как и на фиг. 1). Для указанных условий отклонение от равновесия еще заметнее, чем в первом примере. Число Нуссельта и коэффициент сопротивления во втором примере оказались равными $N = 4 \cdot 10^5$, $\xi = 0,06$, в первом примере — $N = 10^5$, $\xi = 0,0038$. Различие между этими параметрами в равновесном и неравновесном течениях было незначительным, что, по-видимому, объясняется принятым при расчете допущением о равенстве единице числа Льюиса ($L_n = 1$).

Плотность и энтальпия на фиг. 3 даны в кг/м^3 , ккал/кг соответственно.

Поступило 29 I 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Лапин Ю. В. Турбулентный пограничный слой на каталитической поверхности в неравновесно диссоциирующем газе. Изд. АН СССР, МЖТ, 1967, № 3.
2. Irving I. P., Smith I. M. Heat transfer in a chemically reacting system (nitrogen tetroxidedioxide). A.I.Ch.E. Journal, 1961, vol. 7, No. 1, p. 91.
3. Петухов Б. С., Попов В. Н. Теоретический расчет теплоотдачи и сопротивления трения при турбулентном течении в трубе равновесно диссоциирующего водорода. Теплофизика высоких температур, 1964, т. 2, № 4.
4. Петухов Б. С., Попов В. Н. Теоретический расчет теплообмена и сопротивления трения при турбулентном течении в трубах несжимаемой жидкости с переменными физическими свойствами. Теплофизика высоких температур, 1963, т. 1, № 1.
5. Шотт В. Теплоотдача к химически реагирующему газу. Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций. Сб. статей, М., Изд-во иностр. лит. 1962.
6. Krieve W. F., Mason D. M. Heat transfer in reacting systems: heat transfer to nitrogen dioxide gas under turbulent pipe flow conditions. A.I.Ch.E. Journal, 1961, vol. 7, No. 2.
7. Нестеренко В. Б., Тверковкин Б. Е. Исследование кинетики химических реакций системы $\text{N}_2\text{O}_4 \rightleftharpoons 2\text{NO}_2 \rightleftharpoons 2\text{NO} + \text{O}_2$ в потоке. Изв. АН БССР, Сер. физ.-техн., 1966, № 2.
8. Нестеренко В. Б., Тверковкин Б. Е. Уравнения кинетики химических реакций системы $\text{N}_2\text{O}_4 \rightleftharpoons 2\text{NO}_2 \rightleftharpoons 2\text{NO} + \text{O}_2$ в потоке. Изв. АН БССР, сер. физ.-техн., 1966, № 1.
9. Нестеренко В. Б., Бубнов В. П. Расчет термодинамических функций химически реагирующих газов. Изв. АН БССР, Сер. физ.-техн., 1966, № 1.
10. Широков М. Ф. Физические основы газодинамики, М., Физматгиз, 1958.
11. Тирский Г. А. Анализ химического состава ламинарного многокомпонентного пограничного слоя на поверхности горящих пластинок. Космические исследования, 1964, т. 2, вып. 4.