

СОПРЯЖЕННЫЙ ТЕПЛОМАСООБМЕН МЕЖДУ РЕАКЦИОННОСПОСОБНЫМ ТВЕРДЫМ ТЕЛОМ И ГАЗОМ ПРИ НАЛИЧИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

А. М. ГРИШИН, В. И. ЗИНЧЕНКО

(Томск)

Исследование многокомпонентного пограничного слоя с учетом неравновесных химических реакций проводилось в ряде работ [1-3], причем температура поверхности твердого тела предполагалась известной либо определялась из условия сохранения энергии на границе раздела газ — твердое тело с учетом решения стационарного уравнения теплопроводности в твердой фазе. В то же время прогрев материала покрытия является неизбежным этапом при любом механизме термокинетического разрушения, и в связи с этим необходимо учитывать инерционность процесса переноса тепла внутри твердого тела. Поэтому необходимо решать уравнение баланса энергии в твердой фазе совместно с системой уравнений пограничного слоя, т. е. сопряженную задачу.

В данной работе рассмотрена задача об обтекании твердого тела в окрестности лобовой критической точки с учетом зависимости процессов, происходящих в твердом теле, от времени при наличии двух гетерогенных и одной гомогенной реакции. Получены распределения скорости, температуры и концентраций в пограничном слое, а также массовая скорость уноса материала в различные моменты времени. Определено время смены кинетического и диффузионного режимов протекания гетерогенных химических реакций (время воспламенения). Установлено, что при наличии неравновесной гомогенной реакции массовая скорость уноса меньше, чем при замороженном течении.

1. Рассматривается обтекание образца, выполненного из графита или электродного угля, в окрестности лобовой критической точки. Обтекаемое тело лишено пор и является однокомпонентным. Тело обтекается чистым кислородом или смесью кислорода с углекислым газом. На поверхности материала происходят первичная и вторичная химические необратимые реакции ($C + O_2 = CO_2$, $C + CO_2 = 2CO$). Продукт вторичной гетерогенной реакции попадает в набегающий поток и реагирует с O_2 в пограничном слое в ходе необратимой гомогенной химической реакции $O_2 + 2CO = 2CO_2$.

Предполагается, что скорость обтекания образца достаточно мала и температура в пограничном слое не превышает температуры диссоциации кислорода. Будем считать, что время релаксации процессов изменения температуры и концентраций компонент в газовой фазе значительно меньше времени релаксации процесса изменения температуры в твердой фазе. Трехкомпонентная смесь CO —1, O_2 —2, CO_2 —3 считается эффективной бинарной смесью (компоненты CO и O_2 обладают близкими молекулярными весами и объединены в одну группу) с бинарным коэффициентом диффузии O_2 в CO_2 . Принимается, что теплоемкости компонент постоянны и одинаковы.

Определим зависимость температуры и концентрации компонент, а также массовой скорости горения образца от времени.

С учетом сделанных выше допущений задача сводится к решению в окрестности лобовой критической точки системы уравнений

$$(1.1) \quad (lf_{\eta\eta})'_{\eta} + ff_{\eta\eta}'' = \frac{1}{2} \left(f_{\eta}'^2 - \frac{\rho_e}{\rho} \right),$$

$$\frac{\rho}{\rho_e} = (1 + \beta \theta_e) \sum_{\alpha=1}^3 \frac{c_{\alpha e}}{M_{\alpha}} \left[(1 + \beta \theta) \sum_{\alpha=1}^3 \frac{c_{\alpha}}{M_{\alpha}} \right]^{-1}$$

$$(1.2) \quad \left(\frac{l}{Pr} \theta_{\eta}' \right)'_{\eta} + f \theta_{\eta}' = -\text{Dam} \frac{M_3}{M_1} W(c_1, c_3, \theta)$$

$$(1.3) \quad \left(\frac{l}{Sc} c_{1\eta}' \right)'_{\eta} + f c_{1\eta}' = \gamma \text{Dam} \frac{q_1}{q} W(c_1, c_3, \theta)$$

$$(1.4) \quad \left(\frac{l}{Sc} c_{3\eta}' \right)'_{\eta} + f c_{3\eta}' = -\gamma \text{Dam} \frac{q_1}{q} \frac{M_3}{M_1} W(c_1, c_3, \theta)$$

$$W = c_1 \left[(1 - c_1 - c_3) \left(M_2 \sum_{\alpha=1}^3 \frac{c_{\alpha}}{M_{\alpha}} \right)^{-1} \right]^{0.25} (1 + \beta \theta)^{-1.25} \times$$

$$\times \exp \left(\frac{b\theta}{1 + \beta \theta_w} \right), \quad \beta = \frac{RT_*}{E_1}$$

$$l = \frac{\mu \rho}{\mu_e \rho_e}, \quad \gamma = \frac{c_p RT_*^2}{q_1 E_1}, \quad Sc = \frac{\mu}{\rho D}, \quad Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda}, \quad \theta = \frac{(T - T_*) E_1}{RT_*^2}$$

$$\text{Dam} = \frac{E_1 q k}{2 \beta_x p c_p T_*^{3.25}} \exp \left(-\frac{E}{RT_*} \right), \quad \eta = \frac{u_e r}{\sqrt{2} \xi_0} \int_0^y \rho dy$$

$$(1.5) \quad \frac{\partial \theta_s}{\partial \tau} - \gamma \frac{\rho_w}{\rho_s} (\overline{\rho v})_w \sqrt{\pi_x} \frac{\partial \theta_s}{\partial y_s} = \frac{\partial^2 \theta_s}{\partial y_s^2}$$

$$y_s = -\frac{y}{r_*} \sqrt{\pi_x}, \quad \pi_x = \frac{\lambda_e \rho_s c_{ps}}{\lambda_s \rho_e c_p}, \quad \beta_x = \frac{du_e}{dx} \Big|_{x=0}$$

$$r_* = \frac{\lambda_e RT_*^2}{\rho_e E_1 q_1 k_1} \exp \left(\frac{E_1}{RT_*} \right)$$

$$(\overline{\rho v})_w = \left(\frac{M_3}{M_2} - 1 \right) c_{2w} \exp \left(\frac{\theta_w}{1 + \beta \theta_w} \right) + \left(2 \frac{M_1}{M_3} - 1 \right) a c_{3w} \exp \left(\frac{b_1 \theta_w}{1 + \beta \theta_w} \right)$$

с граничными и начальными условиями

$$(1.6) \quad f_{\eta}'(\infty) = 1, \quad \theta(\infty) = \theta_e, \quad c_{\alpha}(\infty) = c_{\alpha e}$$

$$(1.7) \quad \frac{\lambda_w \rho_w}{\lambda_e \rho_e} \sqrt{\frac{2\Delta}{Pr_e}} (\theta_{\eta}')_w + \frac{\rho_w}{\rho_e} \left[c_{2w} \exp \left(\frac{\theta_w}{1 + \beta \theta_w} \right) - \right. \\ \left. - a \frac{M_1}{M_3} \frac{q_2}{q_1} c_{3w} \exp \left(\frac{b_1 \theta_w}{1 + \beta \theta_w} \right) \right] - \pi_{\sigma} [(1 + \beta \theta_w)^4 - (1 + \beta \theta_e)^4] = -K_e (\partial \theta_s / \partial y_s)_w$$

$$(1.8) \quad -\frac{\lambda_w}{\lambda_e} \text{Le}_w \sqrt{\frac{2\Delta}{Pr_e}} (c_{1\eta}')_w + \gamma c_{1w} (\overline{\rho v})_w = 2\gamma a \frac{M_1}{M_3} c_{3w} \exp \left(\frac{b_1 \theta_w}{1 + \beta \theta_w} \right)$$

$$(1.9) \quad -\frac{\lambda_w}{\lambda_e} \text{Le}_w \sqrt{\frac{2\Delta}{Pr_e}} (c_{3\eta}')_w + \gamma c_{3w} (\overline{\rho v})_w = \\ = \gamma \left[\frac{M_3}{M_2} c_{2w} \exp \left(\frac{\theta_w}{1 + \beta \theta_w} \right) - a c_{3w} \exp \frac{b_1 \theta_w}{1 + \beta \theta_w} \right]$$

$$(1.10) \quad f_w = -\frac{\gamma(\rho v)_w \rho_w}{\sqrt{2\Delta} \text{Pr}_e \rho_e} \quad f'(0)=0 \quad \theta_s(0, y_s) = \theta_s(t, \infty) = \theta_{s0}$$

$$\Delta = \beta_* t_*, \quad t_* = \frac{r_*^2 \rho_e c_{pe}}{\lambda_e}, \quad K_e = \sqrt{\frac{\lambda_s \rho_s c_{ps}}{\lambda_e \rho_e c_{pe}}}$$

$$b = \frac{E}{E_1}, \quad b_1 = \frac{E_2}{E_1}, \quad a = \frac{k_2}{k_1} \exp\left(\frac{E_1 - E_2}{RT_*}\right), \quad \pi_s = \frac{\varepsilon \sigma T_*^2 r_* E_1}{\lambda_e R}$$

Здесь η — безразмерная переменная Дородницына; f — безразмерная функция тока; θ — безразмерная температура; Δ — отношение характерного химического времени для первичной гетерогенной реакции к характерному механическому времени r_w/u_∞ ; r_w — радиус шара; y_s — безразмерная координата в твердом теле; r_* — характерный химический размер; t_* — характерное химическое время; K_e — безразмерный коэффициент тепловой активности твердого тела; $E, q, k, E_1, q_1, k_1, E_2, q_2, k_2$ — энергии активаций, теплоты химических реакций и константы скоростей химических реакций для гомогенной, первичной и вторичной гетерогенных реакций соответственно; M_i — молекулярные веса компонентов; $\beta, \gamma, \pi_s, \pi_e, a, b, b_1$ — безразмерные числовые параметры, физический смысл которых вытекает из формул; индексы $w, *$ приписываются параметрам при $\eta=0$ и характерным величинам соответственно, индекс e отвечает величинам на внешней границе пограничного слоя, а индекс s используется для обозначения характеристик твердой фазы.

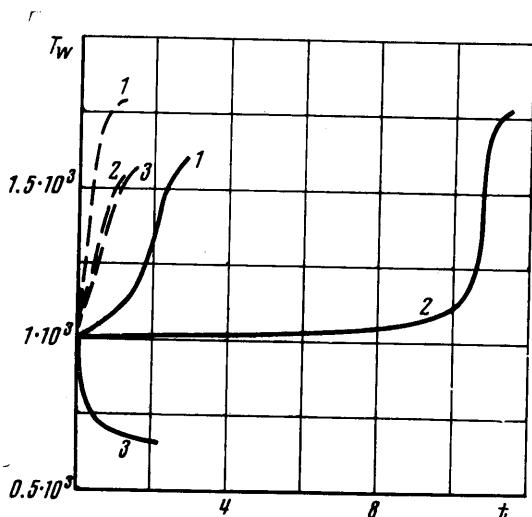
При решении поставленной задачи дополнительно предполагалось, что числа Pr и Le — постоянные величины, безразмерная функция l считалась равной единице, а в качестве характерной температуры принималась начальная температура тела. Кинетические постоянные для гомогенной реакции брались из [4], а для гетерогенных реакций из [5].

2. Краевая задача (1.1)–(1.10) решалась при помощи разностной схемы методом [6] на ЭВМ БЭСМ-4. При расчетах варьировалась скорость и температура набегающего потока, состав газа на внешней границе пограничного слоя, термокинетические постоянные первичной и вторичной гетерогенных реакций, а также гомогенной реакции, числа Pr и Le , причем давление на внешней границе принималось равным 1 атм, а $\lambda_s = 0,001 \text{ кал} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$.

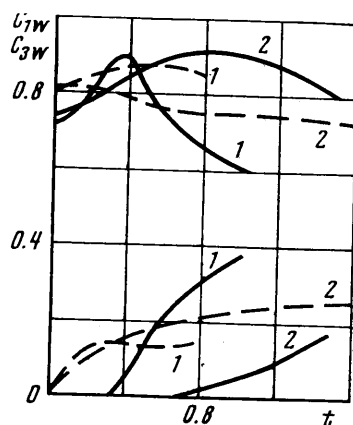
Рассмотрим вначале обтекание тела замороженным потоком газа без учета излучения.

В результате расчетов в согласии с [7] установлено, что для определенного момента времени t_0 , который так же, как и в [7], целесообразно называть временем гетерогенного воспламенения, имеет место точка перегиба кривой $T_w(t)$. Следовательно, при $t < t_0$ реализуется кинетический (низкотемпературный) режим гетерогенных реакций, а при $t > t_0$ — диффузионный (высокотемпературный). Если температура набегающего потока достаточно мала, а скорость достаточно велика, то диффузионный режим гетерогенных реакций не реализуется и для любых значений времени t имеет место кинетический режим, причем температура поверхности T_w может даже снижаться (см. кривую 3 на фиг. 1. На этом и в последующих графиках по оси абсцисс откладывается время в сек). На этой фигуре даны кривые $T_w(t)$, соответствующие обтеканию полусферического образца, выполненного из электроодного угля, смесью кислорода и углекислого газа при $c_{2e}=0.3, c_{3e}=0.7, T_*=1000^\circ \text{K}, T_e=900^\circ \text{K}$ и $\beta_x=1406.25, 7500 \text{ сек}^{-1}$ (кривые 1 и 2 соответственно). Третья кривая на этой фигуре получена при $\beta_x=1.5 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}, T_e=500^\circ \text{K}$ и тех же значениях остальных парамет-

ров. Величина $\beta_x = 1.5 u_\infty / r_w$ при дозвуковом обтекании окрестности лобовой критической точки полусферического тела, где u_∞ — скорость однородного потока. При сверхзвуковом обтекании тела эту величину необходимо вычислять по формуле Ньютона [8]. На этой же фигуре приведены пунктирные кривые $T_w(t)$ при $T_e = 1500^\circ \text{K}$, $\beta_x = 7500, 1875$ и 1406.25 сек^{-1} (кривые 1–3 соответственно) и тех же значениях остальных параметров. Ана-



Фиг. 1



Фиг. 2

лизируя графики фиг. 1, заключаем в согласии с результатами [7], что имеют место два режима воспламенения — самовоспламенение и зажигания.

В первом случае при увеличении скорости подачи холодного окислителя время воспламенения увеличивается, так как в силу низкой температуры окислителя происходит сравнительно медленный рост скорости первичной гетерогенной реакции.

Таким образом, в этом случае холодный поток окислителя затрудняет воспламенение, увеличивая время воспламенения (см. сплошные кривые 1, 2 на фиг. 1).

Во втором случае при увеличении скорости горячего потока окислителя время воспламенения существенно уменьшается. Следовательно, в режиме зажигания горячий поток окислителя способствует воспламенению, уменьшая время воспламенения (см. пунктирные кривые 1–3 на фиг. 1).

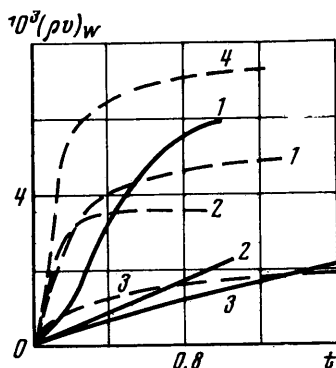
Ниже даны значения времен воспламенения t_0 в зависимости от β_x при $T_* = 1000^\circ \text{K}$ для двух значений температуры на внешней границе пограничного слоя ($T_e = 900^\circ$ и 1500°K)

$\beta_x, \text{сек}^{-1}$	1406.25	1875	5000	7500
$t_0, \text{сек}, T_e = 900^\circ \text{K}$	1.92	2.06	5.42	10.61
$t_0, \text{сек}, T_e = 1500^\circ \text{K}$	0.54	0.47	0.34	0.28

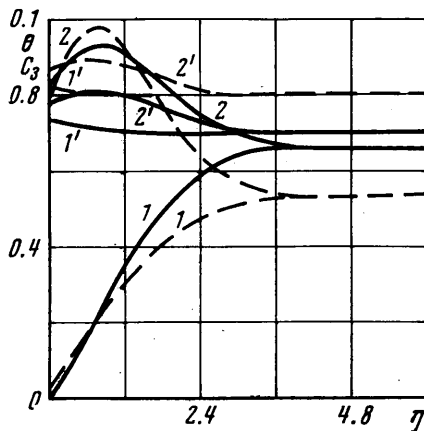
Из анализа этих данных следует существование режимов самовоспламенения и зажигания и такой температуры внешнего потока T_e , при которой t_0 не зависит от его скорости. Этот результат согласуется с данными [7], где аналитически при помощи метода прямого координатного разложения [9] найдено значение t_0 .

Интересно отметить, что, как показали расчеты, для режима зажигания с уменьшением концентрации кислорода c_{2e} время воспламенения существенно увеличивается. Этот результат вполне понятен с физической точки зрения, так как с уменьшением концентрации O_2 уменьшается скорость первичной экзотермической реакции и, наоборот, с ростом концентрации CO_2 увеличивается скорость вторичной эндотермической реакции. Аналогичный эффект наблюдается с ростом теплоты вторичной эндотермической реакции.

Представляет интерес поведение концентраций c_{1w} и c_{3w} в функции от времени. Графики этих кривых для режима зажигания изображены на



Фиг. 3



Фиг. 4

фиг. 2. Кривые 1, 2 на этой фигуре получены при тех же значениях T_* , T_e , c_{2e} , c_{3e} , β_x , что и пунктирные кривые 1, 3 на фиг. 1. Вид этих кривых связан с механизмом протекания гетерогенных реакций. Вначале в силу соотношения $E_1 < E_2$ в основном протекает первичная реакция, в результате чего концентрация CO_2 на поверхности возрастает. После выхода первичной реакции на диффузионный режим протекания ее скорость практически не возрастает. С некоторого момента температура поверхности становится достаточно большой и начинает увеличиваться скорость вторичной гетерогенной реакции, в результате чего концентрация CO_2 падает, а концентрация CO растет.

На фиг. 3 даны для режима зажигания графики массовой скорости уноса $(\rho v)_w$, увеличенной в 10^3 раз, в функции от времени. Кривые 1–3 получены при тех же значениях T_e , β_x , T_* , c_{2e} , что и соответствующие пунктирные кривые на фиг. 1. Видно, что с ростом скорости потока в режиме зажигания $(\rho v)_w$ растет.

Как показали расчеты, для любых значений t функции $\theta(\tau, \eta)$ и $c_\alpha(\tau, \eta)$ являются монотонными функциями η .

3. Представляет интерес влияние гомогенной реакции на характеристики тепло- и массообмена.

Как показали расчеты, температура поверхности и массовая скорость горения углерода при наличии гомогенной реакции мало отличаются от соответствующих значений этих характеристик, полученных для замороженного течения, если c_{2e} , T_* , T_e , β_x одинаковы для обоих течений.

Ниже приведены результаты численного интегрирования системы уравнений (1.1)–(1.5) при граничных и начальных условиях (1.6)–(1.10),

которые подтверждают высказанное выше утверждение

$t, \text{сек}$	0.1437	0.3758	0.6079	0.8400	1.0722	1.3043
$10^3(\rho v)_w, \text{г}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{сек}^{-1}$	0.35817	0.66767	1.0182	1.2878	1.5202	1.7440
$T_w, ^\circ\text{K}$	1085	1182	1295	1404	1490	1552
$10^3(\rho v)_{w0}, \text{г}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{сек}^{-1}$	0.35890	0.66903	1.0236	1.2938	1.5349	1.7611
$T_{w0}, ^\circ\text{K}$	1085	1182	1295	1404	1486	1544

Здесь индекс градус приписывается характеристикам тепло- и массообмена при замороженном течении, а при вычислении T_w и $(\rho v)_w$ считалось, что $p=1 \text{ атм}$, $T_*=1000^\circ\text{K}$, $T_e=1500^\circ\text{K}$, $\beta_x=1406.25 \text{ сек}^{-1}$, $c_{2e}=0.3$, $c_{3e}=0.7$.

Обращает на себя внимание тот факт, что массовая скорость уноса для замороженного течения больше массовой скорости уноса для неравновесного течения. Физически этот факт объясняется тем, что в результате сгорания продукта гетерогенных реакций — окиси углерода — к поверхности раздела сред поступает меньше кислорода и больше углекислого газа.

Если для замороженных течений профили температуры и концентрации — монотонные кривые, то для неравновесного течения профили температуры и концентрации CO_2 при $t > t_0$, где t_0 — время воспламенения, имеют максимум. На фиг. 4 даны графики безразмерной температуры (сплошные кривые 1, 2) и массовой концентрации углекислого газа (сплошные кривые 1', 2') при $T_*=1000^\circ\text{K}$, $T_e=1500^\circ\text{K}$, $c_{2e}=0.3$, $c_{3e}=0.7$, $\beta_x=1406.25 \text{ сек}^{-1}$ для различных моментов времени $t=0, 1.625$. Немонотонность кривых объясняется повышением температуры и концентрации углекислого газа вследствие гомогенной химической реакции.

4. Одновременно с использованной выше кинетической схемой гетерогенных химических реакций рассматривалась схема, предложенная в [10]: $\text{C} + \text{O}_2 = \text{CO}_2(1)$, $2\text{C} + \text{O}_2 = 2\text{CO}(2)$, $\text{C} + \text{CO}_2 = 2\text{CO}(3)$. В этом случае правые части (1.8), (1.9) примут вид

$$(4.1) \quad 2a\gamma c_{2w} \frac{M_1}{M_2} \exp\left(\frac{b_1\theta_w}{1+\beta\theta_w}\right) + 2\gamma a_1 c_{3w} \frac{M_1}{M_3} \exp\left(\frac{b_2\theta_w}{1+\beta\theta_w}\right)$$

$$(4.2) \quad \gamma c_{2w} \frac{M_3}{M_2} \exp\left(\frac{\theta_w}{1+\beta\theta_w}\right) - \gamma c_{3w} a_1 \exp\left(\frac{b_2\theta_w}{1+\beta\theta_w}\right)$$

а уравнение баланса энергии и безразмерная массовая скорость уноса записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} & \frac{\lambda_w}{\lambda_e} \frac{\rho_w}{\rho_e} \sqrt{\frac{2\Delta}{\text{Pr}_e}} (\theta_\eta')_w + \frac{\rho_w}{\rho_e} \left[c_{2w} \exp\left(\frac{\theta_w}{1+\beta\theta_w}\right) + a \frac{q_2}{q_1} c_{2w} \exp\left(\frac{b_1\theta_w}{1+\beta\theta_w}\right) - \right. \\ & \left. - a_1 \frac{q_3}{q_1} c_{3w} \exp\left(\frac{b_2\theta_w}{1+\beta\theta_w}\right) \right] = -K_e \left(\frac{\partial \theta_s}{\partial y_s} \right)_w \\ & (\rho v)_w = c_{2w} \left[a \left(2 \frac{M_1}{M_2} - 1 \right) \exp\left(\frac{b_1\theta_w}{1+\beta\theta_w}\right) + \left(\frac{M_3}{M_2} - 1 \right) \times \right. \\ & \left. \times \exp\left(\frac{\theta_w}{1+\beta\theta_w}\right) \right] + c_{3w} \left[a_1 \left(2 \frac{M_1}{M_3} - 1 \right) \exp\left(\frac{b_2\theta_w}{1+\beta\theta_w}\right) \right] \\ & a_1 = \frac{k_3}{k_1} \exp\left(\frac{E_1 - E_3}{RT_*}\right), \quad b_2 = \frac{E_3}{E_1} \end{aligned}$$

где индекс 3 приписывается термокинетическим параметрам третьей реакции.

Часть расчетов была выполнена при тех же данных, что и для прежней кинетической схемы. Сравнение результатов показало, что различия для температуры T_w

в одинаковые моменты времени могут достигать 10–15%. Установлено, что температура T_w при наличии гомогенной реакции для $t=0.8$ сек на 180°K превышает значение T_w в отсутствие гомогенной реакции при $T_*=1000^\circ\text{K}$, $T_e=1500^\circ\text{K}$, $c_{2e}=0.2$, $c_{3e}=0.8$, $\beta_x=7500\text{ сек}^{-1}$, что объясняется значительным выделением тепла в газовой фазе вследствие большой скорости экзотермической гомогенной реакции.

Если для прежней кинетики количественно $c_{aw}(t)$ для «замороженного» течения мало отличались от соответствующих значений $c_{aw}(t)$ для неравновесного течения, то при данной кинетической схеме распределения концентраций для этих течений качественно различаются в зависимости от скорости протекания гомогенной химической реакции.

На фиг. 2 при $T_e=1500^\circ\text{K}$, $T_*=1000^\circ\text{K}$ $c_{2e}=0.2$, $c_{3e}=0.8$ даны графики $c_{aw}(t)$ (пунктирная кривая 1 соответствует $W=0$, $\beta_x=7500\text{ сек}^{-1}$, а 2 — $W=0$, $\beta_x=1406.25\text{ сек}^{-1}$). Из анализа пунктирных кривых фиг. 2 следует, что $c_{1w}(t)$ при наличии гомогенной реакции имеет для некоторых значений t максимум и минимум, а $c_{3w}(t)$ — максимум, тогда как для замороженного течения $c_{1w}(t)$ — монотонная функция. Эти результаты связаны с принятой кинетической схемой. Действительно, так как СО является исходным продуктом гомогенной реакции, а скорость образования на поверхности значительно больше, чем при предыдущей кинетической схеме, то скорость гомогенной реакции достаточно велика с самого начала процесса. Поэтому, начиная с момента $t\approx 0.3$ сек, практически весь кислород расходуется в газовой фазе при горении СО. В результате скорость гетерогенных реакций 1 и 2 становится малой, а скорость реакции 3 все еще мала вследствие высокой энергии активации этой реакции, и на кривой $c_{1w}(t)$ образуется минимум. Одновременно за счет поступления CO_2 из газовой фазы и образования этого компонента при протекании реакции 1 на кривой $c_{3w}(t)$ образуется максимум.

Графики скорости массового уноса от времени представлены на фиг. 3 (см. пунктирные кривые). Они получены при $T_e=1500^\circ\text{K}$, $T_*=1000^\circ\text{K}$ и различных значениях других параметров: $\beta_x=7500\text{ см}^{-1}$, $c_{2e}=0.2$, $c_{3e}=0.8$, $W=0$, $W\neq 0$ (кривые 1 и 2 соответственно), $\beta_x=1406.25\text{ сек}^{-1}$, $c_{2e}=0.2$, $c_{3e}=0.8$, $W=0$ (кривая 3), $\beta_x=7500\text{ сек}^{-1}$, $c_{2e}=0.3$, $c_{3e}=0.7$, $W=0$ (кривая 4). Из анализа этих графиков следует, что скорость массового уноса в случае диффузионного режима протекания гетерогенных реакций для замороженных течений значительно выше, чем для химически неравновесного. Это объясняется выгоранием O_2 в газовой фазе вследствие гомогенной реакции. Видно также, что с ростом скорости потока и c_{2e} скорость массового уноса существенно увеличивается.

На фиг. 4 показаны профили температуры и концентрации (пунктирные кривые 1, 2 и 1', 2' соответственно) в различные моменты времени ($t=0.0061$, 0.7351 сек соответственно). Эти кривые получены при $\beta_x=7500\text{ сек}^{-1}$, $T_e=1500^\circ\text{K}$, $T_*=1000^\circ\text{K}$, $c_{2e}=0.2$, $c_{3e}=0.8$.

Таким образом, при решении задач с учетом сложных физико-химических превращений на поверхности и неравновесных гомогенных реакций очень большое значение имеет достоверность сведений о кинетической схеме процесса и точное знание термодинамических констант.

5. Используя численные решения, легко определить толщину вытеснения, а затем оценить времена релаксаций и реакций в газовой фазе, и тем самым обосновать правильность постановки задачи. Очевидно, для квазистационарности процессов в газовой фазе необходимо, чтобы времена релаксаций t_i и реакций t_{rj} в газовой фазе были много меньше времени релаксации в твердом теле t_s . Времена релаксаций процессов теплопроводности, вязкости и диффузии пропорциональны Δ_1^2/a_e , Δ_2^2/ν_e , Δ_3^2/D_e соответственно, где Δ_1 , Δ_2 , Δ_3 — толщины теплового, динамического и диффузионного пограничных слоев, a — коэффициент температуропроводности, ν — коэффициент вязкости, D — бинарный коэффициент диффузии. Можно записать $t_1\sim\Delta_1^2\text{Pr}/\nu_e$, $t_2\sim\Delta_2^2/\nu_e$, $t_3\sim\Delta_3^2\text{Sc}/\nu_e$. Используя известные соотношения между Δ_1 , Δ_2 , Δ_3 , легко получить, что $t_1\sim\Delta_2^2/\nu_e$, $t_2\sim\Delta_2^2/\nu_e$, $t_3\sim\Delta_2^2/\nu_e$, т. е. все времена релаксаций являются величинами одного порядка. Динамическая толщина вытеснения в переменных Дородницына — Лиза имеет вид

$$(5.1) \quad \Delta_2 = \frac{\sqrt{\rho_e \mu_e}}{\sqrt{2\beta_x \rho_e}} \int_0^\infty \left(\frac{\rho_e}{\rho} - f' \right) d\eta$$

тогда время релаксации процессов молекулярного переноса

$$(5.2) \quad t_i \sim \frac{1}{2\beta_x} \left[\int_0^{\infty} \left(\frac{\rho_e}{\rho} - f' \right) d\eta \right]^2$$

Из (5.2) следует, что $t_i \sim 10^{-3}$ сек, причем $t_i \sim t_a = \beta_x^{-1}$, где t_a — характерное аэродинамическое время. Используя значения чисел Дамкеллера для гомогенной, первичной и вторичной гетерогенных реакций, легко оценить характерные времена соответствующих реакций. Для начальной температуры тела $T_* = 1000^\circ \text{K}$ характерные времена реакций имеют порядок 10^{-2} сек. В качестве времени тепловой релаксации твердой фазы используем выражение для времени прохождения тепловой волны в твердом теле до центра полусферического образца при постоянной температуре на поверхности из [11]. Очевидно, это время меньше времени тепловой релаксации в твердой фазе, так как в него не входит время формирования постоянной температуры на поверхности образца. Легко видеть, что в этом случае время тепловой релаксации имеет порядок 10^{-10} сек. В ходе химических реакций возникают неоднородности полей температур и концентраций. Так как времена возникновения неоднородностей $\sim t_{pj}$, то другим условием квазистационарности будет неравенство $t_{pj} \gg t_i$. Физический смысл последних условий состоит в том, что квазистационарность процесса тепломассообмена в газовой фазе имеет место, если время выравнивания неоднородностей полей вследствие процессов переноса значительно меньше времени их образования.

Таким образом, неравенства $t_s \gg t_{pj} \gg t_i$ выполняются, что подтверждает возможность квазистационарной постановки задачи.

Поступила 19 IX 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Лапин Ю. В., Лойцянский Л. Г., Лунькин Ю. П., Нейланд В. Я., Сычев В. В., Турский Г. А. Динамика вязких жидкостей и газов, теория ламинарных и турбулентных пограничных слоев. В кн. «Механика в СССР за 50 лет». М., «Наука», 1970.
2. Dorrance W. H. Viscous hypersonic flow. Theory of reacting and hypersonic boundary layers. N. Y. Mc. Grow-Hill, 1962. (Рус. перев.: Гиперзвуковые течения вязкого газа. М., «Мир», 1966.)
3. Алексеев Б. В. Ламинарный пограничный слой с химическими реакциями. М., ВЦ АН СССР, 1966.
4. Щетинков Е. С. Физика горения и взрыва. М., «Наука», 1965.
5. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
6. Гришин А. М. Об одном видоизменении метода М. Е. Швеца. Инж.-физ. ж., 1970, т. 19, № 1.
7. Гришин А. М., Игнатенко Е. М., Игнатенко Н. А. Некоторые задачи гетерогенной теории воспламенения. 2-й Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву (авторефераты докладов), Черноголовка, 1970.
8. Fay J., Riddell F. Theory of stagnation point heat transfer in dissociated air. J. Aeronaut. Sci., 1958, vol. 25, No. 2. (Рус. перев.: Теоретический анализ теплообмена в лобовой точке, омываемой диссоциированным воздухом. В сб. «Проблемы движения головной части ракет дальнего действия». М., Изд-во иностр. лит., 1959.)
9. Van Dyke. Perturbation methods in fluid mechanics. N. Y., Acad. Press., 1964. (Рус. перев.: Методы возмущений в механике жидкости. М., «Мир», 1967.)
10. Резняков А. Б., Басина И. П., Бухман С. В. и др. Горение натурального твердого топлива. Алма-Ата, «Наука», 1968.
11. Carslaw H. S., Jaeger J. G. Conduction of heat in solids. Second edition. Oxford, Clarendon press, 1959. (Рус. перев.: Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.)