

ОСОБЕННОСТИ ПРОТЕКАНИЯ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ В СУБЛИМИРУЮЩИХ ГИБРИДНЫХ СИСТЕМАХ

А. Л. Мосса

(Минск)

Изложенный в [1] метод анализа процессов переноса при инъекции смеси топлива — окислитель в ламинарный пограничный слой через пористую пластину может быть обобщен на случай сублимации материала поверхности, обтекаемой высокотемпературным газовым потоком. Такой режим может иметь место в гибридных (комбинированных) системах, в которых смесь топлива с окислителем от сублимирующего элемента должна смешиваться и реагировать с окислителем внешнего потока.

Некоторые публикации [2-4] предварительных результатов исследований указывают, что в «чистых» системах (в которых окислитель не смешан с твердым топливом) кинетика реакций имеет вторичное значение, по сравнению с процессами переноса в пограничном слое, и в большинстве случаев может быть игнорирована для практических целей. Однако в обратимых гибридных системах и в системах, где некоторое количество окислителя смешано с твердым топливом, кинетика реакций может приобретать существенное значение. Предлагаемые в работах [3,4] методы анализа процессов переноса для гибридных систем, хотя и дополняют один другой, но недостаточны для описания процесса.

Предлагаемый метод теоретического исследования гибридных систем, хотя и имеет в своей основе диффузионный механизм взаимодействия, позволяет несколько ближе подойти к пониманию кинетических закономерностей благодаря предположению об образовании двух фронтов реакций. Последнее, как показано в [1], обусловлено тем, что в случае одновременной сублимации компонент горючего и окислителя температура смеси может достичь критической температуры реакции T^* (условие образования первого фронта) раньше, чем будет достигнуто полное стехиометрическое соотношение масс. При условии, что массовая скорость горючего компонента больше стехиометрического количества, соответствующего наличию окислителя в смеси, возникновение второго фронта реакции будет обусловлено достижением полного стехиометрического соотношения между массовым потоком не прореагировавшего в первом фронте горючего и окислителем внешнего потока.

Рассмотрим задачу о ламинарном обтекании сублимирующей плоской пластины потоком сжимаемого газа (окислителя) с парциальным давлением паров материала этой пластины в набегающем потоке, меньшим давления насыщенных паров при температуре поверхности; и если последняя меньше температуры в тройной точке фазовой диаграммы, то материал пластины будет сублимировать, минуя жидкую фазу. Предполагаем, что материал пластины представляет собой гибридную систему и сублимирует при условии, что массовая скорость горючего компонента больше стехиометрического количества, соответствующего наличию окислителя в сублимирующей смеси. В пограничном слое имеют место два фронта реакции (фиг. 1): $\varphi = \varphi(\eta)$ и $\psi = \psi(\eta)$.

Предполагаем, как и ранее, что скорости химической реакции значительно превышают скорость диффузии компонент, вследствие чего химическое взаимодействие определяется главным образом диффузией компонент к плоскостям реакций, которые рассматриваем как бесконечно тонкие поверхности, являющиеся поверхностями разрыва в пограничном слое. Все допущения теории пограничного слоя сохраняются, число Прандтля $N_{Pr} \neq 1 = \text{const}$, число Шмидта $N_{Sc} \neq 1 = \text{const}$ и $N_{Pr} \neq N_{Sc}$.

Так как механизмы процессов переноса при сублимации и пористой подаче подобны, используем систему уравнений и граничных условий для

ламинарного пограничного слоя, приведенную в [1, 5]. Отличие состоит лишь в граничных условиях на сублимирующей гибридной поверхности в силу ее авторегулируемой связи с температурой и давлением.

Концентрацию горючего компонента на поверхности пластины представим в виде

$$C_{mv} = \frac{m_m p_{mw}}{m_w p_\infty} \quad (1)$$

где m_w — молекулярный вес сублимирующей бинарной смеси на поверхности пластины, который при условии $C_{mw} + C_{ow} = 1$ может быть представлен через концентрацию и молекулярные веса компонентов равенством

$$m_w = \frac{m_m m_o}{m_m C_{mw} - m_o (1 - C_{mw})} \quad (2)$$

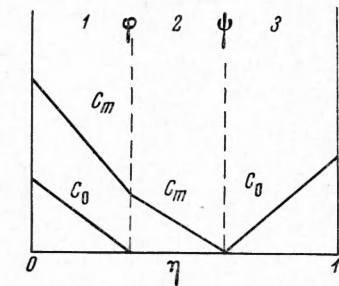


Схема распределения концентраций, положений плоскостей реакций и зон реагирования в системе координат η

При равновесной сублимации парциальное давление паров сублимирующего вещества на стенке p_{mw} равно парциальному давлению насыщенных паров p_m^* при температуре стенки T_w , которое для идеальных газов и без учета изменения объема следует закону Клаузиуса — Клайперона

$$\ln \frac{p_\infty}{p_{mw}} = -\frac{L}{R} \left(\frac{1}{T_w} - \frac{1}{T_s} \right) \quad (3)$$

Здесь T_s — температура сублимации.

Подставляя в (1) значение m_w соответственно (2) и учитывая (3), получим выражение для концентрации сублимирующего топливного компонента на поверхности пластины через скрытую теплоту и температуры сублимации и поверхности пластины

$$C_{mw} = \left[1 + \frac{m_o}{m_m} (Z - 1) \right]^{-1} \left(Z = \exp \left[\frac{L}{R} \left(\frac{1}{T_w} - \frac{1}{T_s} \right) \right] \right) \quad (4)$$

Покажем применимость (4) для газовых систем, не подчиняющихся законам идеальных газов. Выражение закона Клаузиуса — Клайперона с учетом изменения объема

$$L = T \frac{dp}{dT} V, \quad \text{или} \quad L = \frac{T}{p} \frac{dp}{dT} (RT - \alpha p) \quad \left(\alpha = \frac{RT}{p} - V \right) \quad (5)$$

Здесь V — изменение объема в процессе сублимации, α — отклонение системы от идеального состояния.

Соответственно [6], заменим парциальные давления эффективными давлениями f , характеризующими стремление вещества распространиться между неоднородными фазами системы; и используя (5), получим

$$d \ln f = \frac{V dp}{RT} = \frac{L}{RT^2} dT \quad (6)$$

И после интегрирования от T_s до T_w и соответственно от f_{mw} до f_∞

$$\ln \frac{f_\infty}{f_{mw}} = -\frac{L}{R} \left(\frac{1}{T_w} - \frac{1}{T_s} \right) \quad (7)$$

Для однозначного определения положения фронтов реакций $\varphi = \varphi(\eta)$ и $\psi = \psi(\eta)$, и концентрации горючего компонента $C_{m\varphi}$ в плоскости φ следует рассмотреть сопряженную диффузионно-тепловую задачу. Уравнение сохранения количества движения при $\rho_0 \mu_0 = 1$ автономно, и решение дано в [7].

Для области 1 между поверхностью стенки и фронтом реакции φ (см. фиг. 1) для сублимирующего горючего компонента из решения уравнения диффузии, преобразованного к виду

$$C(\eta) = C_1 N_{Sc} \int_0^{\eta} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta + C_2 \quad \left(\Phi(\eta, N_{Sc}) = \left[\frac{K(\eta)}{K(0)} \right]^{N_{Sc}-1} \right) \quad (8)$$

с граничными условиями

$$C_{mw} = \left[1 + \frac{m_0}{m_m} (Z-1) \right]^{-1} \quad \text{при } \eta = 0, \quad C_m(\varphi) = C_{m\varphi} \quad \text{при } \eta = \varphi \quad (9)$$

получим выражение для распределения концентрации

$$C_m(\eta) = \left\{ C_{m\varphi} \int_0^{\eta} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta + \left[1 + \frac{m_0}{m_m} (Z-1) \right]^{-1} \int_{\eta}^{\varphi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta \right\} \left\{ \int_0^{\varphi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta \right\}^{-1} \quad (10)$$

Аналогично, для сублимирующего компонента окислителя, из решения уравнения (8) с граничными условиями

$$C_{0w} = \frac{m_0}{m_m} (Z-1) \left[1 + \frac{m_0}{m_m} (Z-1) \right]^{-1} \quad \text{при } \eta = 0 \quad \text{и} \quad C_0(\varphi) = 0 \quad \text{при } \eta = \varphi \quad (11)$$

распределение концентрации будет

$$C_0(\eta) = \frac{m_0}{m_m} (Z-1) \left[1 + \frac{m_0}{m_m} (Z-1) \right]^{-1} \int_{\eta}^{\varphi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta \left\{ \int_0^{\varphi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta \right\}^{-1} \quad (12)$$

Выражения для распределения концентрации горючего компонента в области 2 (между фронтами реакций φ и ψ) и окислителя в области 3 (между фронтом реакции ψ и внешней границей пограничного слоя) совпадают с полученными в [1] и соответственно равны

$$C_m(\eta) = C_{m\varphi} \int_{\psi}^{\eta} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta \left\{ \int_{\psi}^{\varphi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta \right\}^{-1} \quad (13)$$

$$C_0(\eta) = C_{0\infty} \int_{\eta}^{\psi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta \left\{ \int_1^{\psi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta \right\}^{-1} \quad (14)$$

Из условия баланса массы в плоскости φ для смеси сублимирующих компонент получим соотношения для связи интересующих нас величин φ , Ψ , $C_{m\varphi}$

$$C_{m\varphi} \left[1 + \frac{m_0}{m_m} (Z-1) \right] \int_0^{\psi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta = \left[1 - \frac{am_0}{m_m} (Z-1) \right] \int_{\psi}^{\varphi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta \quad (15)$$

Из условия баланса массы горючего компонента и окислителя внешнего потока в плоскости ψ следует

$$C_{m\varphi} \int_1^{\psi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta = a C_{0\infty} \int_{\psi}^{\varphi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta \quad (16)$$

Отсюда

$$C_{m\varphi} = aC_{0\infty} \int_{\psi}^{\varphi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta \left\{ \int_1^{\psi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta \right\}^{-1} \quad (17)$$

После подстановки (17) в (15) однозначно определяется положение фронта реакции ψ

$$aC_{0\infty} \left[1 + \frac{m_0}{m_m} (Z-1) \right] \int_0^{\psi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta = \left[1 - \frac{am_0}{m_m} (Z-1) \right] \int_1^{\psi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta. \quad (18)$$

или

$$aC_{0\infty} \left[1 + \frac{m_0}{m_m} (Z-1) \right] R(0, \psi) = \left[1 - \frac{am_0}{m_m} (Z-1) \right] R(1, \psi) \quad (19)$$

где, как и в [1],

$$R(\eta_1, \eta_2) = \int_{\eta_1}^{\eta_2} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta = \int_{\eta_1}^{\eta_2} \left[\frac{K(\eta)}{K(0)} \right]^{N_{Sc}-1} d\eta$$

В случае, если $T_w > T^*$, смесь горючего и окислителя, сублимируя с поверхности пластины, будет реагировать сразу же на стенке. Концентрация горючего компонента на стенке после химической реакции

$$C_{mw} = \left[1 - \frac{am_0}{m_m} (Z-1) \right] \left[1 + \frac{m_0}{m_m} (Z-1) \right]^{-1} \quad (20)$$

Решение уравнения (8) с граничными условиями (20) и $C_m(\psi) = 0$ при $\eta = \psi$ приводит к следующему выражению для распределения концентрации в области между поверхностью стенки и плоскостью реакции ψ :

$$C_m(\eta) = \left[1 - \frac{am_0}{m_m} (Z-1) \right] \left[1 + \frac{m_0}{m_m} (Z-1) \right]^{-1} \times \\ \times \int_{\eta}^{\psi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta \left\{ \int_0^{\psi} \Phi(\eta, N_{Sc}) d\eta \right\}^{-1} \quad (21)$$

Использование условия баланса массы в плоскости ψ приводит вновь к соотношению (19).

Как следует из (15), определить однозначно φ и $C_{m\varphi}$ только из концентрационных условий нельзя. Для однозначного определения φ и $C_{m\varphi}$ следует дополнительно рассмотреть тепловое условие для плоскости реакции φ , следующее из закона сохранения энергии:

$$H_1' - H_2' = q \left(\frac{N_{Pr}}{N_{Sc}} \frac{dC}{d\eta} \right)_{\varphi} \quad \text{при } \eta = \varphi \quad (22)$$

Значение энтальпий H_1 и H_2 определим из решения уравнения энергии вида [5]:

$$H'' - (N_{Pr} - 1) \left(\frac{K'}{K} \right) H' = u_{\infty}^2 (1 - N_{Pr}) \left(\frac{K'}{K} \eta + 1 \right) \quad (23)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} H(0) = H_w \quad \text{при } \eta = 0, & \quad H = H_{\infty} \quad \text{при } \eta = 1 \\ H_1 = H_2 = H_{\varphi} \quad \text{при } \eta = \varphi, & \quad H_2 = H_3 = H_{\psi} \quad \text{при } \eta = \psi \end{aligned}$$

Соответственно для областей 1 и 2 получим для энтальпий

$$H - H_w = u_\infty^2 \left[\frac{\eta^2}{2} - N_{Pr} J(0, \eta) \right] + \left\{ H_\varphi - H_w - u_\infty^2 \left[\frac{\varphi^2}{2} - N_{Pr} J(0, \varphi) \right] \right\} \frac{I(0, \eta)}{I(0, \varphi)} \quad (24)$$

$$H - H_\varphi = u_\infty^2 \left[\left(\frac{\eta^2}{2} - \frac{\varphi^2}{2} \right) - N_{Pr} J(\varphi, \eta) \right] + \left\{ H_\psi - H_\varphi - u_\infty^2 \left[\left(\frac{\psi^2}{2} - \frac{\varphi^2}{2} \right) - N_{Pr} J(\varphi, \psi) \right] \right\} \frac{I(\varphi, \eta)}{I(\varphi, \psi)} \quad (25)$$

$$J(\eta_1, \eta_2) = \int_{\eta_1}^{\eta_2} \left[\frac{K(\eta)}{K(0)} \right]^\chi \int_{\eta_1}^{\eta_2} \left[\frac{K(\eta)}{K(0)} \right]^{-\chi} d\eta d\eta, \quad I(\eta_1, \eta_2) = \int_{\eta_1}^{\eta_2} \left[\frac{K(\eta)}{K(0)} \right]^\chi d\eta$$

($\chi = N_{Pr} - 1$)

Функции I, R и J протабулированы при различных значениях чисел N_{Pr} и N_{Sc} , и распределениях функции параметра вдува $K(\eta)$, полученного из решения, аналогичного задаче Блазиуса [7].

Из условия (22), совместно с (10), (24) и (25), получим еще одно выражение, позволяющее совместно с (15) однозначно определить значения параметров φ и $C_{m\varphi}$

$$\begin{aligned} & \left\{ H_\varphi - H_w - u_\infty^2 \left[\frac{\varphi^2}{2} - N_{Pr} J(0, \varphi) \right] \right\} \frac{1}{I(0, \varphi)} - \\ & - \left\{ H_\psi - H_\varphi - u_\infty^2 \left[\left(\frac{\psi^2}{2} - \frac{\varphi^2}{2} \right) - N_{Pr} J(\varphi, \psi) \right] \right\} \frac{1}{I(\varphi, \psi)} = \\ & = q \frac{N_{Pr}}{N_{Sc}} \left\{ C_{m\varphi} - \left[1 + \frac{m_0}{m_m} (Z - 1) \right]^{-1} \right\} \frac{1}{R(0, \varphi)} \end{aligned} \quad (26)$$

Распределение концентраций и энтальпий используем для определения результирующего влияния на теплоотдачу. Так как

$$\left(\frac{\partial H}{\partial y} \right)_{gw} = \left(\frac{\partial T}{\partial y} c_p + \sum_i h_i \frac{\partial C_i}{\partial y} \right)_{gw} \quad (27)$$

то

$$\left(\frac{\partial T}{\partial y} c_p \right)_{gw} = \left(\frac{\partial H}{\partial y} \right)_{gw} - \left(\sum_i h_i \frac{\partial C_i}{\partial y} \right)_{gw} \quad (28)$$

или, после преобразования к переменной η , количество тепла, подведенное к сублимирующей поверхности,

$$\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{gw} = \frac{\tau_w}{N_{Pr}} \left[\left(\frac{\partial H}{\partial \eta} \right)_{gw} - \left(\sum_i h_i \frac{\partial C_i}{\partial \eta} \right)_{gw} \right] \quad (29)$$

для бинарной смеси

$$\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{gw} = \frac{\tau_w}{N_{Pr}} \left[\frac{\partial H}{\partial \eta} - \left(c_{pm} T \frac{\partial C_m}{\partial \eta} + c_{p0} T \frac{\partial C_0}{\partial \eta} \right) \right]_{gw} \quad (30)$$

подставляя значения градиентов концентраций и энтальпий из уравнений (10), (12) и (24)

$$\begin{aligned} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{gw} = & \frac{\tau_w}{N_{Pr}} \left\{ H_\varphi - H_w - u_\infty^2 \left[\frac{\varphi^2}{2} - N_{Pr} J(0, \varphi) \right] \right\} \frac{1}{I(0, \varphi)} - \\ & - \frac{\tau_w H_w}{N_{Pr}} \frac{a C_{0\infty} R(\varphi, 1)}{R(0, \varphi) R(1, \psi)} \end{aligned} \quad (31)$$

Из уравнения баланса тепла для сублимирующей пластины количество тепла, пошедшее на ее нагрев,

$$(\lambda \partial T / \partial y)_{sw} = (\lambda \partial T / \partial y)_{gw} - L(\rho v)_w \quad (32)$$

или, подставляя (31) в (32),

$$\begin{aligned} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{sw} = \frac{\tau_w}{N_{Pr}} \left\{ H_\varphi - H_w - u_\infty^2 \left[\frac{\Phi^2}{2} - N_{Pr} J(0, \Phi) \right] \right\} \frac{1}{I(0, \Phi)} - \\ - \frac{\tau_w H_w}{N_{Pr}} \frac{a C_{0\infty} R(\Phi, 1)}{R(0, \Phi) R(1, \Phi)} - L(\rho v)_w \end{aligned} \quad (33)$$

Здесь третий член в правой части уравнения учитывает скрытую теплоту сублимации. Для определения суммарного массового потока сублимирующих компонент от стенки используем формулу Стефана [8], учитывая при этом, что смесь бинарна и парциальное давление паров сублимирующих веществ у поверхности равно давлению насыщения при температуре поверхности

$$dp_m/dy = -vD^{-1}(P - p_m) \quad (34)$$

Но так как для бинарной смеси $D_m = D_0 = D = \text{const}$ и слабо зависит от концентрации, то после преобразования к переменной $\eta = \eta(x, y)$

$$\frac{\tau}{\mu} \frac{dp_m}{d\eta} = -\frac{v}{D}(P - p_m) \quad (35)$$

и, интегрируя, окончательно получим

$$\ln(P - p_m) = \frac{v}{D} \frac{\mu}{u_\infty \tau} \eta + C \quad (36)$$

где C — постоянная интегрирования. Полный поток от стенки, вызванный «эффектом вдува» массы при сублимации, обычно локализован в пограничном слое, при этом условия на стенке и на внешней его границе будут

$$p_m = p_{mw} \quad \text{при } \eta = 0, \quad p_m = p_\infty = 0 \quad \text{при } \eta = 1$$

Из первого условия находим постоянную интегрирования $C = \ln(P - p_{mw})$, и после ее подстановки в (36)

$$\ln \frac{P - p_m}{P - p_{mw}} = \frac{v}{D} \frac{\mu}{u_\infty \tau} \eta = \frac{(\rho v) N_{Sc}}{u_\infty \tau} \eta \quad (37)$$

Из (37), используя второе граничное условие, находим значение массового потока от стенки

$$(\rho v)_w = \frac{\tau_w u_\infty}{N_{Sc}} \ln \frac{Z}{Z-1} \quad (38)$$

Подставляем (38) в (33)

$$\begin{aligned} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{sw} = \frac{\tau_w}{N_{Pr}} \left\{ H_\varphi - H_w - u_\infty^2 \left[\frac{\Phi^2}{2} - N_{Pr} J(0, \Phi) \right] \right\} \frac{1}{I(0, \Phi)} - \\ - \frac{\tau_w H_w}{N_{Pr}} \frac{a C_{0\infty} R(\Phi, 1)}{R(0, \Phi) R(1, \Phi)} - \frac{L \tau_w u_\infty}{N_{Sc}} \ln \frac{Z}{Z-1} \end{aligned} \quad (39)$$

Уравнение (32) справедливо в том случае, если на стенке нет химических реакций. Если $T_w > T^*$ и сублимирующие компоненты реагируют на поверхности пластины, тогда

$$\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{sw} = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{gw} - \sum \left(h_i \rho D \frac{\partial C}{\partial y} \right)_{gw} + (\rho v H)_{sw} + q_{gw} - L(\rho v)_w \quad (40)$$

Здесь предполагаем, что реакция идет с выделением тепла. Кроме того, если учитывать излучение от стенки, то в правой части следует добавить еще член $\varepsilon \sigma T_w^4$.

Для бинарной смеси

$$\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_{sw} = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_{gw} - \left(h_m \rho_m D \frac{\partial C_m}{\partial y} + h_o \rho_o D \frac{\partial C_o}{\partial y}\right)_{gw} + H_w (\rho v)_w + q_{gw} - L (\rho v)_w \quad (41)$$

где h_{mw} и h_{ow} — энтальпии каждого из компонентов при температуре стенки.

Так как из условия баланса вещества имеем

$$h_{1w} \rho_{1w} D \left(\frac{\partial C_1}{\partial y}\right)_w + h_{2w} \rho_{2w} D \left(\frac{\partial C_2}{\partial y}\right)_w = h_{1w} C_{1w} (\rho v)_w - h_{2w} (1 - C_{2w}) (\rho v)_w$$

то

$$\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_{sw} = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_{gw} + (H_w - L) (\rho v)_w + q_{gw} \quad (42)$$

Подставляя значения градиентов концентрации и энтальпии из уравнений (21) и (24) в (30), определим тепловой поток на стенку за счет теплопроводности

$$\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_{gw} = \frac{\tau_w}{N_{Pr}} \left\{ H_\psi - H_w - u_\infty^2 \left[\frac{\psi^2}{2} - N_{Pr} J(0, \psi) \right] \frac{1}{I(0, \psi)} \right\} - \frac{\tau_w H_w}{N_{Pr}} \left[\frac{am_0}{m_m} (Z - 1) - 1 \right] \left[1 + \frac{m_o}{m_m} (Z - 1) \right]^{-1} \frac{1}{R(0, \psi)} \quad (43)$$

С учетом (43), количество тепла, пошедшее на нагрев сублимирующей стенки при химической реакции на ее поверхности, будет

$$\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_{sw} = \frac{\tau_w}{N_{Pr}} \left\{ H_\psi - H_w - u_\infty^2 \left[\frac{\psi^2}{2} - N_{Pr} J(0, \psi) \right] \frac{1}{I(0, \psi)} \right\} - \frac{\tau_w H_w}{N_{Pr}} \left[\frac{am_0}{m_m} (Z - 1) - 1 \right] \left[1 + \frac{m_o}{m_m} (Z - 1) \right]^{-1} \frac{1}{R(0, \psi)} + \frac{(H_w - L) \tau_w u_\infty}{N_{Sc}} \ln \frac{Z}{Z - 1} + q_{gw} \quad (44)$$

Поступила 19 IX 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Моссе А. Л. Процессы переноса в пограничном слое на пластине с двумя фронтами реакций. Сб. «Общие вопросы тепло- и массообмена» Изд. «Наука и техника», 1966.
2. Marxman G. A., Wooldridge C. E., Muzzy R. J. Fundamentals of hybrid boundary-layer combustion. Heterogeneous Combust. N. Y.—London, Acad. Press, 1964, P. 485—522.
3. Marxman G. A. Combustion in the turbulent boundary layer on a vaporizing surface. Tenth Internat. Symposium on combustions, Cambridge, England, August, 1964.
4. Rabinovitch B. Regression rates and the kinetics of polymer degradation. Tenth Internat. Symposium on Combustion, Cambridge, England, August 1964.
5. Моссе А. Л., Сергеев Г. Т. Процессы переноса при подаче в реагирующий пограничный слой смеси топливо-окислитель. Инж.-физ. ж., 1966, № 3.
6. Lewis G. N., Randall M. Thermodynamic und die freie Energie chemischer Substanzen. Wien., 1927.
7. Ван-Дрифт Э. Р. Конвективная теплопередача в газах. Сб. Турбулентное течение и теплопередача. Изд. иностр. лит., 1963.
8. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. Изд-во АН СССР, 1947.