

К РАСЧЕТУ СКОРОСТИ ПАРОФАЗНОГО ДИФфуЗИОННОГО ГОРЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЫ

М. А. Гуревич, Е. С. Озеров, Л. С. Рыбина
(Ленинград)

Разработанные к настоящему времени схемы расчета скорости развитого парофазного горения частиц металлов [1—3] основаны на приближениях диффузионной теории Варшавского. Схемы различаются некоторыми исходными предположениями и заранее не ясно, насколько это различие существенно для конечного результата. Ниже различные физические модели описаны единым математическим аппаратом [2], что облегчает сопоставление расчетных схем. На примере магния обсуждаются результаты использования в расчетах некоторых наиболее важных упрощений.

Считается, что все процессы переноса тепла и массы, а также реагирование компонент и фазовые превращения завершаются в пределах приведенной пленки, радиус которой r_1 определяется числом Нуссельта и размером частиц

$$r_1 = r_0 \frac{\text{Nu}}{\text{Nu} - 2}.$$

О допустимости такого предположения свидетельствует хорошее согласие зависимостей скорости горения от числа Nu , полученных в рамках модели приведенной пленки, с опытом для капель углеводородов [4] и металлов [5, 6].

Приведенная пленка разделена на две зоны сферической поверхностью горения с радиусом r_r , на которой с бесконечно большой скоростью происходит горение и на которой концентрации реагирующих компонент равны нулю. Считается, что поля температур и концентраций в этих зонах безынерционно следуют за поверхностью частицы и ее температурой. Структура этих полей зависит от дополнительных предположений относительно фазового состояния и переноса образованного окисла. В простейшем предположении о локализации фазовых превращений на границах зон уравнения переноса тепла и компонент записываются в виде:

$$\frac{d}{dr} \left[r^2 \left(\lambda \frac{dT}{dr} - \rho v_r c_p T \right) \right] = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dr} \left[r^2 \left(\rho D \frac{dn_i}{dr} - \rho v_r n_i \right) \right] = 0. \quad (2)$$

Здесь ρ , λ , c_p — плотность, коэффициент теплопроводности и удельная теплоемкость газовой смеси, D — коэффициент диффузии, одинаковый для всех компонент, n — относительная массовая концентрация компонент. В условных схемах массовые потоки в уравнениях переноса тепла ($\rho v_r r^2$) и компонент ($\rho v_r n_i r^2$) могут быть различны. В обеих зонах выполняется уравнение неразрывности, но в случае конденсации паров окисла на поверхности горения ($r = r_r$) массовые потоки для двух зон различны:

$$\begin{aligned} r_0 \leq r \leq r_r, \quad r^2 \rho v_j &= r_0^2 \rho_0 v_{j0} = r_r^2 \rho_r v_{jr}^-; \\ r_r \leq r \leq r_1, \quad r^2 \rho v_j &= r_r^2 \rho_r v_{jr}^+; \end{aligned}$$

где $j=T, n$; индекс 0 относится к поверхности частицы, а r — к фронту горения; v_r^+ — значение стефановской скорости при $r=r_r+0$, v_r^- — при $r=r_r-0$.

Для интегрирования уравнений в каждой из зон необходимо задать по два граничных условия для каждой из переменных и по одному условию для определения стефановской скорости. Кроме того, еще одно условие требуется для определения радиуса фронта горения (r_r).

В схеме 1 считается, что пар окисла на поверхности горения насыщен (для искомой температуры поверхности). Пары окисла переносятся к поверхности частицы и в окружающую среду, конденсированный окисел накапливается на поверхности горения. В рассматриваемом варианте начальной схемы не учитывается теплообмен излучением.

Перенос тепла и компонент описывается уравнениями (1) и (2), причем $v_r=v_n=v$. Индекс i во внутренней зоне I ($r_0 \leq r \leq r_r$) характеризует пары окисла (ок) и металла (n), во внешней зоне II ($r_r \leq r \leq r_1$) — окислитель (k) и пары окисла. Преобразуем уравнения к безразмерному виду, используя переменные [2]:

$$\theta = \frac{Tc_p}{qn_{k1}}; \quad Z_k = \frac{n_k}{n_{k1}}; \quad Z_n = \frac{n_n}{n_{k1}}; \quad Z_{ок} = \frac{n_{ок}}{n_{k1}};$$

$$\eta = \exp\left[\frac{\rho_0 v_0 c_p r_0}{\lambda} \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)\right] - 1,$$

$$\xi = \exp\left[\frac{\rho_r v_r^+ c_p r_r}{\lambda} \left(1 - \frac{r_r}{r}\right)\right] - 1.$$

Здесь q — теплота образования конденсированного окисла из паров металла и кислорода.

В предположении постоянства в пределах приведенной пленки коэффициента теплопроводности газовой смеси λ , произведения плотности на коэффициент диффузии ρD и удельной теплоемкости смеси c_p , а также равенства единице числа Льюиса $Le = \frac{\lambda}{\rho c_p D}$ уравнения (1) и (2) преобразуются к виду:

зона I

$$(0 \leq \eta \leq \eta_r)$$

$$\frac{d^2\theta}{d\eta^2} = \frac{d^2Z_n}{d\eta^2} = \frac{d^2Z_{ок}}{d\eta^2} = 0, \quad (3)$$

зона II

$$(0 \leq \xi \leq \xi_1)$$

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2} = \frac{d^2Z_k}{d\xi^2} = \frac{d^2Z_{ок}}{d\xi^2} = 0. \quad (4)$$

Граничные условия к этим уравнениям записываются, исходя из следующих условий.

На поверхности частицы ($r=r_0, \eta=0$) содержание паров окисла и металла определяется парциальным давлением паров на линии насыщения. Поскольку температура кипения окисла заметно выше температуры кипения металла, можно принять

$$Z_{ок_0} = 0. \quad (5)$$

Для паров металла имеем

$$Z_{n_0} = \left\{ n_{k1} \left(1 + \frac{\mu_n}{\mu_n} \left[\frac{P}{P^*} \exp\left(-\frac{\Phi}{\theta_0}\right) - 1 \right] \right) \right\}^{-1}. \quad (6)$$

Здесь $\Phi = \frac{l c_p}{K q n_{\kappa_1}}$, μ — молекулярный вес, P — полное давление в среде, P^* — предэкспонента, l — теплота парообразования металла, индекс n характеризует нейтральный газ.

Поток нейтральных газов через поверхность частицы равен нулю, поэтому

$$-\frac{dZ_n}{d\eta}\Big|_{\eta=0} + Z_{n_0} - \frac{dZ_{ок}}{d\eta}\Big|_{\eta=0} = \frac{1}{n_{\kappa_1}}. \quad (7)$$

Принимается, что тепло, подведенное к частице (теплопроводностью и за счет конденсации окисла), целиком расходуется на испарение металла

$$\frac{d\theta}{d\eta}\Big|_{\eta=0} + \frac{l_0}{q} \left(-\frac{dZ_{ок}}{d\eta}\Big|_{\eta=0} \right) + \frac{l}{q} \left(-\frac{dZ_n}{d\eta}\Big|_{\eta=0} + Z_{n_0} \right) = 0, \quad (8)$$

где l_0 — теплота парообразования окисла.

На поверхности горения ($r=r_r$, $\eta=\eta_r$, $\xi=0$) концентрации паров металла и кислорода

$$Z_{n_r} = 0; Z_{\kappa_r} = 0, \quad (9)$$

а содержание паров окисла (одинаковое «слева» и «справа» от этой поверхности) определяется парциальным давлением паров на линии насыщения при искомой температуре горения (между накапливающимися конденсированным окислом и его парами устанавливается равновесие)

$$Z_{ок_r} = Z_r = \left\{ n_{\kappa_1} \left(1 + \frac{\mu_H}{\mu_{ок}} \left[\frac{P}{P^*} \exp\left(-\frac{\Phi_0}{\theta_r}\right) - 1 \right] \right) \right\}^{-1}, \quad (10)$$

где $\Phi_0 = \frac{l_0 c_p}{R q n_{\kappa_1}}$.

Тепло, выделяющееся на фронте горения (тепло окисления до конденсированного окисла минус тепло испарения и энтальпия конденсированного окисла при искомой температуре горения) отводится к частице и в окружающую среду

$$\begin{aligned} -\frac{dZ_{\kappa}}{d\xi}\Big|_{\xi=0} \varphi [1 + (1 + \beta) n_{\kappa_1} \theta_r] &= \frac{d\theta}{d\eta}\Big|_{\eta=\eta_r} (\eta_r + 1) - \frac{d\theta}{d\xi}\Big|_{\xi=0} \varphi + \\ &+ \theta_r (\varphi - 1) + \left(\frac{l_0}{q} + \theta n_{\kappa_1} \right) \left\{ \left[-\frac{dZ_{ок}}{d\eta}\Big|_{\eta_r=0} \cdot (\eta_r + 1) + Z_r \right] - \right. \\ &\left. - \varphi \left[-\frac{dZ_{ок}}{d\xi}\Big|_{\xi=0} + Z_r \right] \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь $\varphi = \frac{v_r^+}{v_r}$, а β — стехиометрический коэффициент.

Потоки паров металла и кислорода на поверхности горения находятся в стехиометрическом соотношении, поэтому

$$\frac{dZ_n}{d\eta}\Big|_{\eta=\eta_r} = -\frac{\varphi \beta}{\eta_r + 1} \frac{dZ_{\kappa}}{d\xi}\Big|_{\xi=0}. \quad (12)$$

Полный поток газа справа от фронта ($\xi=0$) складывается из потока кислорода и потока паров окисла

$$-\frac{dZ_{\kappa}}{d\xi}\Big|_{\xi=0} - \left(\frac{dZ_{ок}}{d\xi}\Big|_{\xi=0} - Z_r \right) = \frac{1}{n_{\kappa_1}}. \quad (13)$$

На внешней границе приведенной пленки ($r=r_1$, $\xi=\xi_1$) заданы параметры внешней среды

$$\theta = \theta_1; \quad Z_k = Z_{k_1}. \quad (14)$$

Из условия отсутствия паров окисла в среде следует

$$Z_{ок_1} = 0. \quad (15)$$

Таким образом, сформулирована замкнутая задача, использующая, в частности, основное положение схемы [7] о переносе паров окисла, образующихся на поверхности горения, к частице и в среду. В отличие от схемы [7] в описанной выше задаче доля испарившегося окисла и сами потоки окисла не задаются произвольным образом, а вычисляются в результате решения задачи.

Интегрирование уравнений (3), (4) с граничными условиями (5), (7)–(9), (13)–(15) позволяет определить поля температур и концентраций компонент

$$0 \leq \eta \leq \eta_r, \quad \theta = \theta_0 + (\theta_r - \theta_0) \frac{\eta}{\eta_r}, \quad Z_{ог} = Z_r \frac{\eta}{\eta_r},$$

$$Z_n = \frac{\eta_r + n_{k_1} Z_r}{n_{k_1} \eta_r (1 + \eta_r)} (\eta_r - \eta), \quad (16)$$

$$\eta_r = \left[-\theta_r + \theta_0 + Z_r \frac{l_0 - l}{q} \right] \frac{qn_{k_1}}{l}, \quad (17)$$

$$0 \leq \xi \leq \xi_1, \quad \theta = \theta_r + (\theta_1 - \theta_r) \frac{\xi}{\xi_1}, \quad Z_{ок} = Z_r \left(1 - \frac{\xi}{\xi_1} \right),$$

$$Z_k = \frac{\xi}{\xi_1}, \quad \xi_1 + 1 = \frac{1 - n_{k_1}}{1 - n_{k_1} Z_r}. \quad (18)$$

Из граничного условия (13) получаем

$$\varphi = \frac{\xi_1}{\beta n_{k_1}} \left(1 + \frac{n_{k_1} Z_r}{\eta_r} \right). \quad (19)$$

Условие (11) вместе с приведенными выше соотношениями позволяет найти температуру на поверхности горения как функцию температуры θ_0

$$\theta_r = \frac{\frac{\eta_r + n_{k_1} Z_r}{\beta n_{k_1}} \left[(1 - \xi_1) \frac{l_0}{q} Z_r + \theta_1 - 1 \right] + \frac{l_0 Z_r}{q} + \theta_0 (\eta_r + 1)}{(1 + \beta) \frac{n_{k_1} Z_r + \eta_r}{\beta} + \left[1 + (1 + \xi_1) \frac{\eta_r + n_{k_1} Z_r}{\beta n_{k_1}} \right] (1 + n_{k_1} Z_r)}. \quad (20)$$

Таким образом, задача сведена к трансцендентной системе уравнений. Она решается методом последовательных приближений: температура частицы полагается равной температуре кипения металла ($\theta_0 = \theta_{к_м}$), далее задается температура горения θ_r , вычисляется значение Z_r , из (17) находится η_r , из (18) — ξ_1 и по (20) уточняется значение θ_r . Последнее подставляется в (10), находится новое значение Z_r и т. д. По найденным таким образом значениям Z_r и η_r из (16) находится Z_{n_0} и с привлечением (6) уточняется θ_0 . С новым значением θ_0 находится новое значение θ_r , затем уточняется θ_0 и т. д.

Безразмерное время горения определяется скоростью испарения металла и вычисляется по потоку паров у поверхности частицы

$$\tau = \frac{\lambda t_r}{\rho_m c_p \delta^2} = \frac{1}{Nu} \left[\left(1 + \frac{Z_r n_{k_1}}{\eta_r} \right) \ln(\eta_r + 1) + \frac{\beta n_{k_1}}{\xi_1} \ln(\xi_1 + 1) \right]^{-1}, \quad (21)$$

где t_r — время горения частицы; ρ_m — плотность металла.

Схема 2 (см., например, [2]) представляет собой попытку переноса известной расчетной схемы Варшавского на случай горения металла. Считается, что весь окисел газообразен (не накапливается!), но ему приписывается тепло образования конденсированного окисла. В этом случае окисел ничем, кроме молекулярного веса, не отличается от нейтрального газа. Из предыдущей задачи (схема 1) исключаются уравнения и связи, характеризующие перенос и фазовые превращения окисла для $Z_{ок}$. В частности, исключаются граничные условия (5), (10), (15) и соответственно изменяются условия (7), (8), (11)

$$\frac{dZ_{ок}}{d\eta} = 0; \quad -\frac{dZ_{ок}}{d\eta}(\eta_r + 1) + Z_r = 0; \quad -\frac{dZ_{ок}}{d\xi} + Z_r = 0.$$

Теперь $\varphi=1$ и $\eta=\xi$. Время горения вычисляется по формуле

$$\tau = \frac{\lambda t_r}{\rho_m c_p \delta^2} = \frac{1}{4Nu} \frac{1}{\ln \left[\frac{q}{l} \cdot n_{k_1} (1 - \theta_1 + \theta_0) + 1 \right]}, \quad (22)$$

а температура θ_0 — с помощью выражения (6) совместно с соотношениями

$$n_{k_1} Z_{n_0} = \frac{\eta_r}{1 + \eta_r}; \quad 1 + \eta_r = \frac{1 + \eta_1}{1 + \beta n_{k_1}}; \quad \eta_1 = \frac{qn_{k_1}}{l} (1 - \theta_1 + \theta_0).$$

Пользуясь схемой 1, можно проверить, к чему приведет и другое крайнее предположение о полной конденсации и полном накоплении окисла на поверхности горения (схема 3). В таком приближении газообразный окисел в приведенной пленке отсутствует ($Z_{ок} = 0$, $\frac{dZ_{ок}}{d\eta} = 0$), и задача, записанная для схемы 1, заметно упрощается. Время горения частицы в схеме 3 вычисляется по формуле

$$\tau = \{4Nu \ln [(\eta_r + 1) (\xi_1 + 1)^{-\beta}]\}^{-1}, \quad (23)$$

где

$$\eta_r = \frac{qn_{k_1}}{l} \left[\theta_0 - \frac{\theta_1 + \beta n_{k_1} \theta_0 - 1 + \frac{\beta l}{q}}{1 + \beta n_{k_1}} \right]; \quad \xi_1 = -n_{k_1}.$$

Можно заранее сказать, что по схеме 3 с полной конденсацией значение расчетной скорости горения больше, чем по схеме 2, что связано с различным (в этих схемах) направлением стефановских потоков во внешней зоне приведенной пленки. Это различие приводит к тому, что по схеме 2 от поверхности горения в среду отводится больше тепла, а к поверхности горения подводится меньше окислителя, чем по схеме 3.

Чтобы сравнить влияние каждого из двух факторов, рассматривается схема 4, в которой на поверхности горения конденсируется весь окисел (стефановский поток во внешней зоне, как и в схеме 3, направлен к поверхности горения и равен потоку кислорода), но этот окисел неким механизмом (например, турбулентными пульсациями) уносится в среду, отдавая тепло газу и принимая в каждой точке температуру последнего.

Если в предыдущих схемах $v_T = v_n$, то здесь $v_T > v_n$, поскольку в уравнении теплового баланса $v_r^+ = v_r^-$, а в уравнении баланса компонент $v_r^+ \neq v_r^-$. Таким образом, в задаче с переменной ξ записывается только уравнение переноса кислорода (остальные — в переменной η) и соответственно изменяется граничное условие (11):

$$\frac{d\theta}{d\eta} \Big|_{\eta_r=0} - \frac{d\theta}{d\eta} \Big|_{\eta_r+\delta} = - \frac{\varphi}{\eta_r + 1} \frac{dZ_{\kappa}}{d\xi} \Big|_{\xi=0},$$

где $\varphi = \frac{v_r^+}{v_r^-} \neq 1$. Время горения в этой схеме вычисляется по уравнению (23), но здесь

$$\eta_r = - \frac{qn_{\kappa_1}}{l} \left[\frac{\left(\theta_0 + \frac{l}{qn_{\kappa_1}} - \frac{l}{\beta n_{\kappa_1}} [(\xi_1 + 1)^{-\beta} - 1] \right)}{(\xi_1 + 1)^{-\beta}} - \theta_0 \right]$$

$$(\xi_1 = -n_{\kappa_1})$$

Бржустовский и Гласмен [3] полагали, что на поверхности горения окисел частично конденсируется и либо там же и накапливается, если стефановский поток направлен к поверхности горения, либо целиком выносится в среду — при обратном направлении стефановского потока. Направление потока определяется долей конденсированного окисла, которая в задаче не вычисляется, а является варьируемым параметром. Кроме того, авторы полагают, что газообразный окисел может выноситься только в среду (не может диффундировать к частице). В используемых здесь переменных схема 5, аналогичная схеме авторов [3], получается из схемы 1 с некоторыми изменениями.

При $\varphi < 0$ (схема 5а) уравнения тождественны, но вместо граничного условия (5) используется условие равенства нулю потока паров окисла во внутренней зоне. Вследствие этого соответственно изменяются условия (7), (8) и (11). Уравнения интегрируются с измененными граничными условиями и расчетные формулы получаются в виде.

$$\tau = \frac{1}{4Nu} \left[\ln(\eta_r + 1) + \frac{\beta n_{\kappa_1}}{\xi_1} \ln(\xi_1 + 1) \right]^{-1},$$

$$\xi_1 + 1 = \frac{1 - n_{\kappa_1}}{1 - n_{\kappa_1} Z_r}; \quad \eta_r = - \frac{\theta_r - \theta_0}{l} q n_{\kappa_1}, \quad (24)$$

$$\theta_r = \frac{\theta_1 + \beta n_{\kappa_1} \theta_0 - 1 + \frac{l Z_r}{q} (\xi_1 + 1) \left[1 + \frac{\beta}{Z_r (\xi_1 + 1)} \right]}{(1 + n_{\kappa_1} Z_r) \xi_1 + n_{\kappa_1} (1 + \beta)}.$$

Величина Z_r определяется формулой (10), θ_0 определяется аналогично схеме 1.

При $\varphi \geq 0$ (схема 5б) массовые потоки ($\rho v_r r^2$) в обеих зонах одинаковы ($\rho v_n r^2$ различны) и в системе (3) и (4) вместо уравнения $\frac{d^2 \theta}{d\xi^2} = 0$

появится $\frac{d^2 \theta}{d\eta^2} = 0$. Во внутренней зоне поток окисла равен нулю и соответствующим образом (см. схемы 4 и 5а) изменяются граничные условия (7), (8) и (11). Очевидно, что качественно схемы 5а и 5б отличаются между собой так же, как и схемы 2 и 3 соответственно.

Приведенные схемы построены в предположении, что фазовые превращения окисла происходят только на границах зон. В более точ-

ной схеме 6 (см. [8]) принимается, что образуемый на поверхности горения газообразный окисел конденсируется всюду, где температура ниже температуры кипения окисла. Парциальное давление паров окисла равно его значению на линии насыщения при местной температуре. Конденсированный окисел переносится только конвективным потоком и накапливается на «поверхности», положение которой совпадает с положением поверхности нулевых степенных скоростей $v=0$. В отличие от предыдущих схем здесь коэффициент теплопроводности газа считается зависящим от температуры и, следовательно, меняется по координате r .

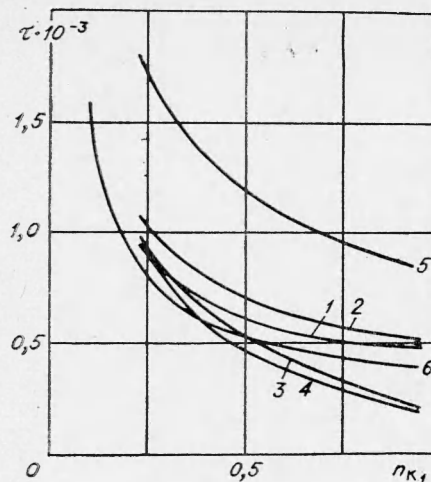


Рис. 1.

Количественный анализ влияния перечисленных приближений на значение расчетной скорости горения частиц проведен на примере магния при горении его в смеси кислорода с азотом. В расчете приняты следующие значения констант и исходных величин: $T_1=1123^\circ \text{K}$; $\beta=1,52$; $l=1300 \text{ кал/г}$; $l_0=118\,333 \text{ кал/моль}=2940 \text{ кал/г}$; $\frac{\mu_{\text{H}}}{\mu_{\text{ок}}} = 0,695$; $c_p=0,27 \text{ кал/г}\cdot\text{град}$; $P=1 \text{ ата}$; $P^*=10^5 \text{ ата}$, $P_0^*=0,217 \cdot 10^7 \text{ ата}$; $q=11\,150 \text{ кал/г}$, $\text{Nu}=2,1$; $\rho_{\text{м}}=1,7 \text{ г/см}^3$; $\lambda_{\text{км}}=2 \cdot 10^{-4} \text{ кал/(см}\cdot\text{с}\cdot\text{град)}$.

Результаты расчета представлены на рис. 1, где номер кривой соответствует номеру схемы¹. Из графика видно, что упрощенная схема 2 Варшавского дает значения времени горения, примерно на 10% отличающиеся от схемы 1 с частичной конденсацией окисла. Существенно, что для этих схем весьма схожи зависимости $\tau(n_{k1})$. Такая близость расчетных результатов означает, что меньшие значения градиента температур во внутренней зоне приведенной пленки и дополнительное влияние степенных потоков вблизи поверхности горения (схема 1) почти полностью компенсируются тепловыделением при конденсации паров окисла на поверхности частицы. Предположение авторов [3] о равенстве нулю потока паров окисла к поверхности частицы приводит к существенному занижению эффективной скорости испарения (рис. 1, 5).

Схемы 3 и 4 с полной конденсацией окисла на поверхности горения дают зависимости $\tau(n_{k1})$ более крутые, чем схемы 1, 2 и 5. Особенно велико различие в области концентраций, близких к единице; при горении в чистом кислороде расчетное время горения по схеме 3 и 4 равно нулю.

Весьма близкий к схемам 1 и 2 характер зависимости $\tau(n_{k1})$ дает и более точная схема 6. При вычислении безразмерного времени горения по данным работы [6] здесь использовалось среднее (по Варшавскому) значение коэффициента теплопроводности

$$\bar{\lambda} = \lambda_{\text{км}} \frac{1}{\Theta_0 - 1} \int_1^{\Theta_0} \Theta^{0,75} d\Theta \cong 1,5\lambda_{\text{км}} \quad (25)$$

¹ Практически такие же результаты (с точностью до нескольких процентов) получаются при использовании предположения о равенстве температуры частицы температуре кипения металла и соответствующем несложном изменении постановки задач.

$\left(v_0 = \frac{T_{к_0}}{T_{к_м}}; v = \frac{T}{T_{к_м}}, \text{ индексы } к_м \text{ и } к_0 \text{ характеризуют значения величин} \right.$
 в точках кипения металла и окисла соответственно).

Проверка влияния теплообмена излучением проведена в рамках предположений схемы 1. Учет теплообмена приводит к очевидному изменению граничных условий (8), (11) и соответствующих уравнений для определения θ_0 и θ_r :

$$\theta_0 = \theta_r - \frac{l_0 Z_r}{q} + \frac{l Z_{n_0} (\eta_r + 1)}{q} - \frac{\delta_0 \epsilon_0 \sigma \eta_r \left(\frac{q n_{к_1}}{c_p} \right)^3 \cdot (\theta_r^4 - \theta_0^4)}{\lambda Nu \ln [(\eta_r + 1) (\xi_1 + 1)^{1/\varphi}]},$$

$$\theta_r = \theta_1 - 1 + \frac{\beta \theta_0}{Z_{n_0}} + \frac{l_0 Z_r}{q} \left[\frac{\beta}{Z_{n_0} (\eta_r + 1)} + (1 + \xi_1) \right] -$$

$$\frac{\beta \eta_r (q n_{к_1})^3}{Z_{n_0} c_p^3} \cdot \frac{\delta_0 \sigma}{\lambda Nu} \cdot \frac{\epsilon_n (\theta_r^4 - \theta_0^4) + \epsilon_r (\theta_r^4 - \theta_1^4)}{\left(1 - \frac{2}{Nu \ln [(\eta_r + 1) (\xi_1 + 1)^{1/\varphi}]} \right)^2} \cdot \frac{\ln [(\eta_1 + 1) (\xi_1 + 1)^{1/\varphi}]}{\ln (\eta_r + 1)}$$

$$(1 - n_{к_1} Z_r) \left[\frac{\beta}{Z_{n_0} (\eta_r + 1)} + \xi_1 + 1 \right] + n_{к_1} (1 + \beta)$$

Здесь σ — константа Стефана — Больцмана, ϵ_r , ϵ_0 и ϵ_n — соответственно степень черноты «поверхности» горения, поверхности частицы и приведенная степень черноты, вычисляемая по формуле

$$\epsilon_n = \left[\frac{1}{\epsilon_0} + \frac{r_3^2}{r_r^2} \left(\frac{1}{\epsilon_r} - 1 \right) \right]^{-1}.$$

В расчете использовано среднее по (25) значение коэффициента теплопроводности λ , но вместо $T_{к_м}$ и $T_{к_0}$ в (25) представляются рассчитанные значения температур T_0 и T_r , остальные величины, а также порядок всего расчета, аналогичны описанным для схемы 1. Расчет для магния проведен на ЭЦВМ М-220 при значениях дополнительных констант $\epsilon_0 = 0,35$; $\epsilon_r = 0,5$.

Результаты расчета в виде зависимости $k = \frac{\rho_M c_D}{\lambda} = k(n_{к_1})$ представлены на рис. 2. Параметром служит размер частицы; номера кри-

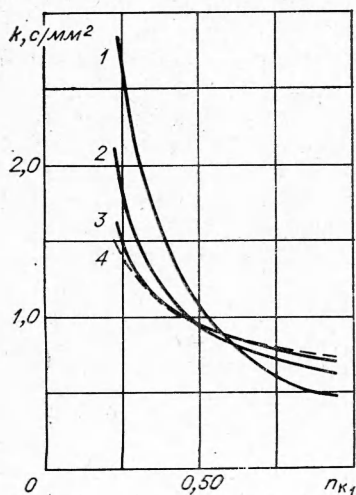


Рис. 2.

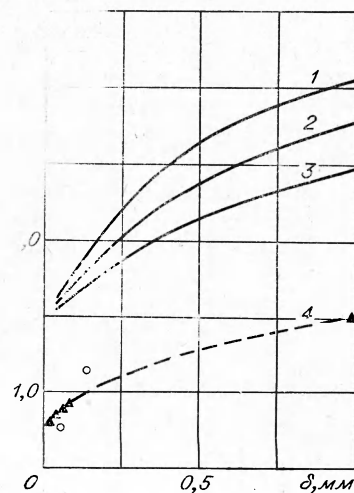


Рис. 3.

вых соответствуют следующим значениям диаметра δ , мк: 1—1000, 2—200, 3—40; 4 — результаты расчета при $\epsilon_0 = \epsilon_r = 0$. Как видно, учет теплообмена излучением тем важнее, чем крупнее частица, причем влияние излучения сказывается на крутизне зависимости $k(n_{к1})$. Заметим, что это влияние приводит к изменению содержания паров окисла (и доли испаренного окисла) на поверхности горения с изменением содержания кислорода в среде (при $\delta = 1$ мм, $\epsilon_r = 0,5$, $n_{к1} = 0,23 \div 0,9$; $n_r = 0,0002 \div 0,9$). Существенно, что расчетная зависимость времени горения от размера по схеме с учетом излучения сильнее квадратичной — при малых содержаниях — и слабее квадратичной — при больших содержаниях кислорода. Соответствующие зависимости для $n_{к1} = 0,23$ показаны на рис. 3. Кривые 1—3 получены расчетом при значениях недостаточно надежно выбираемой величины ϵ_r : 0,5; 0,35 и 0,2 соответственно. Естественно, что с уменьшением ϵ_r влияние теплообмена излучением и расчетное время горения уменьшаются. Однако даже при отсутствии лучистого теплообмена ($\epsilon_n = \epsilon_r = 0$) расчетное время совпадает с опытным только при размерах частиц, близких к 1 мм. На рис. 3 нанесены опытные точки (кружки — из [9], треугольники — из [5]), полученные для мелких (16—75 мк) летящих и крупных (1 мм) подвешенных частиц. Если превышение расчетных значений над опытными объяснить неудачным выбором «базового» коэффициента теплопроводности $\lambda_{км}$ (в расчетах выбиралось значение λ для воздуха) и увеличить его в $\sim 1,8$ раза при $\epsilon_r = 0,35$, то расчетная кривая (рис. 3, 4) пройдет через опытные точки.

Этот результат, так же как и в [1], может привести к выводу о необходимости учета теплообмена излучением. Однако нужно заметить, что в этом случае расчетная зависимость времени горения от содержания кислорода расходится с опытной. По данным [5], опытная зависимость близка к расчетной, полученной по схеме 1 без учета лучистого теплообмена.

Учитывая последнее обстоятельство, а также предположенную в [5] возможность дробления мелких горящих частиц магния, следует воздержаться от рекомендации учета теплообмена излучением до уточнения механизма горения мелких частиц. В оценочных расчетах выгорания газозвесей частиц узкой фракции можно пользоваться схемой 1, опускающая лучистый теплообмен, но используя эмпирические значения коэффициента $\lambda_{км}$. Последний может быть найден путем сопоставления расчетных и опытных значений времени горения. Использование такой эмпирической константы необходимо тем более, что ни одна из изложенных квазистационарных схем расчета не объясняет возрастания времени горения с ростом внешнего давления (см. [5]). По-видимому, получить соответствующую зависимость расчетом можно лишь с учетом нестационарности процесса [7].

Поступила в редакцию
8/X 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Клячко. ФГВ, 1969, 5, 3.
2. М. А. Гуревич, А. М. Степанов. ФГВ, 1967, 3, 3.
3. Т. Бржустовский, И. Глассмен. Гетерогенное горение. М., «Мир», 1969.
4. Г. Ф. Кнорре, К. М. Арефьев и др. Теория топочных процессов. М.—Л., «Энергия», 1966.
5. Г. К. Ежовский, А. С. Мочалова и др. Реф. докл. III Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка, 1971.
6. Л. А. Клячко. ФГВ, 1971, 7, 2.
7. Д. Б. Сполдинг. ВРТ, 1960, 10.
8. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. М. Степанов. Реф. докл. III Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка, 1971.
9. H. M. Cassel, J. Liebman. Combustion and Flame, 1962, 6, 3.