

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ТЕОРИЯ ПАРОФАЗНОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЫ

*М. А. Гуреевич, А. Я. Лукин, Г. И. Сиркунен,
А. М. Степанов*

(Ленинград)

В отличие от углеводородных горючих температура кипения металлов (Mg, Al) сравнительно высока. Поэтому реакция взаимодействия металлических частиц с газообразным окислителем вначале, т. е. при низких температурах металла, протекает почти исключительно на поверхности частиц; кроме того, образующаяся (или предварительно образовавшаяся) при гетерогенной реакции окисная пленка до ее расплавления также сильно препятствует (например, для Al) развитию гомофазной реакции. Условия воспламенения частицы металла (происойдет ли резкое повышение ее температуры или нет) определяются, следовательно, соотношением скорости выделения тепла за счет гетерогенной реакции и скорости теплоотвода от частицы в окружающую среду. Экспериментальные исследования механизма воспламенения частиц магния и их плотных конгломератов [1] дают прямое доказательство тому, что первичное воспламенение частицы происходит гетерогенно; поскольку в опытах [1] предел гетерогенного воспламенения (фиксируемый по появлению красных треков) близко совпал с результатами измерений работы [2], авторы которой, видимо, тоже наблюдали пределы гетерогенного воспламенения.

Теория гетерогенного воспламенения частиц металла к настоящему времени развита достаточно хорошо: в [3] — для линейного закона окисления металла (Mg); в [4, 5] — при наличии изменений в ходе разогрева структуры окисной пленки (ее перекристаллизации) (Al); в [6] — для любого степенного закона окисления (Mg, Al). В данной работе этот вопрос не рассматривается.

В опытах [1] чисто поверхностное горение образцов Mg наблюдалось только при очень низких содержаниях в среде окислителя (1—4% O₂); разница в пределах гетерогенного и парофазного воспламенения не превышала 25°. Во всех других известных работах всегда наблюдалось горение магния (частиц, проволочек и пр.) в газовой фазе. Все это говорит о том, что с точки зрения практических задач можно считать обеспечение поверхностного воспламенения частиц Mg вполне достаточным условием для их парофазного воспламенения и горения. Теоретически вопрос о переходе химической реакции с поверхности металлической частицы в газовую фазу исследован в работе [7] и более строго в [8]. Те и другие авторы пришли к заключению, что для частиц в сверхпредельных условиях такой переход обязателен. Следует заметить, что в [7, 8] задача рассматривалась в квазистационарной постановке; расчеты проделаны только при одном значении констант Аррениуса (k^* и E) для гомогенной реакции. Значение k^* вычисляли, исходя из газокинетической теории двойных молекулярных столкновений, а E произвольно принято равным энергии активации для гетерогенной реакции; такие значения k^* и E могут, конечно, существенно отличаться от реальных.

Рассмотрим задачу о воспламенении металлической частицы, о формировании диффузионного фронта горения вблизи нее и о развитии парофаз-

ном горении в нестационарной постановке. Распределение температуры около частицы $T(r, t)$ определяется уравнением

$$(1) \quad c_p (\rho + \rho_{\text{ок}}) \left[\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial r} \right] - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) = qk + l_{\text{ок}} m,$$

где
$$k = k^* \rho^2 n_{\text{п}} n_{\text{к}} \exp \left(- \frac{E}{RT} \right).$$

Первое слагаемое в левой части этого уравнения учитывает накопление в единице объема энтальпии газа и конденсированного окисла (ρ и $\rho_{\text{ок}}$ — их плотности; локальные температуры и удельные теплоемкости газа и конденсированного окисла считаются одинаковыми); второе слагаемое учитывает конвективный перенос тепла в газовой и конденсированной фазе (скорость движения частичек окисла считается равной скорости газа v); третье слагаемое — перенос тепла теплопроводностью по газу. Первое слагаемое в правой части уравнения (1) означает выделение тепла за счет химической реакции паров металла с окислителем до образования газообразного окисла (скорость реакции k описывается законом Аррениуса); второе слагаемое — выделение (или поглощение) тепла при локальной объемной конденсации (или испарении) окисла со скоростью m .

Так же, как и в [9], полагаем, что в каждой точке парциальное давление газообразного окисла $p_{\text{ок}}$ равно давлению насыщения при локальной температуре

$$(2) \quad p_{\text{ок}} = p_{\text{ок}}^* \exp \left(- l_{\text{ок}}^* / RT \right),$$

а его содержание

$$n_{\text{ок}} = \mu_{\text{ок}} p_{\text{ок}} / \mu_{\text{в}} P \quad (\text{v — индекс внешней среды}).$$

В таком предположении скорость фазового перехода окисла m можно рассчитать по уравнению его переноса

$$(3) \quad \frac{\partial (\rho n_{\text{ок}})}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(\rho v n_{\text{ок}} - \rho D \frac{\partial n_{\text{ок}}}{\partial r} \right) \right] = (1 + \beta) k - m.$$

Распределения концентраций паров металла $n_{\text{п}}(r, t)$ и окислителя $n_{\text{к}}(r, t)$ описываются аналогичными уравнениями

$$(4) \quad \begin{cases} \frac{\partial (\rho n_{\text{п}})}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(\rho v n_{\text{п}} - \rho D \frac{\partial n_{\text{п}}}{\partial r} \right) \right] = - \beta k, \\ \frac{\partial (\rho n_{\text{к}})}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(\rho v n_{\text{к}} - \rho D \frac{\partial n_{\text{к}}}{\partial r} \right) \right] = - k. \end{cases}$$

Часть образующегося в результате реакции газообразного окисла конденсируется. Плотность конденсированного окисла $\rho_{\text{ок}}$ определяется уравнением баланса его массы

$$(5) \quad \frac{\partial \rho_{\text{ок}}}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_{\text{ок}} v) = m.$$

Массовая скорость газа может быть рассчитана из уравнения неразрывности

$$(6) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) = - m.$$

Плотность газа в каждой точке вычисляется по уравнению состояния

$$(7) \quad \rho = \mu_{\text{в}} P / RT,$$

причем общее давление P и молекулярный вес газа μ_v считаются постоянными и равными их значениям во внешней среде. Учитывается зависимость коэффициента теплопроводности газа от температуры $\lambda = \lambda^*(T/T^*)^{\nu}$, а число Льюиса принимается равным единице.

Сформулируем граничные и начальные условия к составленной системе уравнений (1), (3) — (6).

1. На поверхности частицы ($r = r_s$):

а) пары металла насыщены

$$p_{пс} = p_{п}^* \exp(-l_{п}^*/RT_s), \quad n_{пс} = \frac{\mu_{п} p_{пс}}{\mu_v P};$$

б) поток окислителя равен скорости гетерогенной реакции

$$\left(\rho v n_{к} - \rho D \frac{\partial n_{к}}{\partial r}\right)_s = -k_s = -k_s^* \rho_s n_{кс} \exp\left(-\frac{E_s}{RT_s}\right);$$

в) поток нейтральных газов отсутствует

$$\rho_s v_s = -k_s + \left(\rho v n_{п} - \rho D \frac{\partial n_{п}}{\partial r}\right)_s + \left(\rho v n_{ок} - \rho D \frac{\partial n_{ок}}{\partial r}\right)_s;$$

г) температура газа равна температуре поверхности частицы $T = T_s$;

д) конденсированный окисел не уносится с поверхности частицы, т. е. если $v_s > 0$, то $\rho_{ок} = 0$.

Радиус частицы и ее температура (считается, что внутри частицы нет градиентов температуры) в каждый момент времени определяются по уравнениям баланса ее массы

$$(8) \quad -\rho_{м} \frac{dr_s}{dt} = \beta k_s + \left(\rho v n_{п} - \rho D \frac{\partial n_{п}}{\partial r}\right)_s$$

и тепла

$$(9) \quad \frac{c_p \rho_{м} r_s}{3} \frac{dT_s}{dt} = \lambda_s \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_s + q_s k_s - l_{п} \left(\rho v n_{п} - \rho D \frac{\partial n_{п}}{\partial r}\right)_s - l_{ок} \left(\rho v n_{ок} - \rho D \frac{\partial n_{ок}}{\partial r}\right)_s,$$

где q_s — удельная теплота реакции образования конденсированного окисла; удельная теплоемкость частицы полагается равной удельной теплоемкости газа, а плотность ее до и после плавления считается одинаковой. Заметим, что если температура частицы достигла температуры плавления металла $T_{пл}$, то далее в течение промежутка времени $t_{пл}$ $T_s = T_{пл}$, а время $t_{пл}$ определяется по балансу тепла для плавящейся частицы.

2. На внешней границе ($r = \infty$):

а) пары металла отсутствуют

$$n_{п} = 0;$$

б) известны температура

$$T = T_v$$

в) и содержание окислителя

$$n_{к} = n_{кв};$$

г) конденсированный окисел сносится внешним потоком, т. е. если $v < 0$, то $\rho_{ок} = 0$.

3. Начальные условия ($t = 0$):

а) $r_s = r_0, T_s = T_{s0}$;

б) при $r_s < r < \infty T = T_v, n_k = n_{kv}, n_{\Pi} = \rho_{ок} = 0$.

Таким образом, для расчета семи неизвестных величин ($T, n_{\Pi}, n_k, n_{ок}, m, \rho_{ок}, v$), характеризующих процессы тепло- и массопереноса вблизи частицы, составлена система из семи уравнений (1)–(7); к шести дифференциальным уравнениям (1), (3)–(7) записаны граничные 1а – д, 2а – г и начальные 3б условия; для вычисления зависимостей $r_s = r_s(t)$ и $T_s = T_s(t)$ служат уравнения (8), (9) с начальными условиями 3а.

Введем в задачу безразмерные переменные

$$\Theta = \frac{T}{T^*}; \quad u = \frac{\rho v r_0 c_p}{\lambda^*}; \quad y = 1 + \frac{\rho_{ок}}{\rho}; \quad x = \frac{r}{r_0};$$

$$\tau = \frac{\lambda^* t}{c_p \rho^* r_0^2}; \quad M = \frac{c_p r_0^2 m}{\lambda^*}; \quad x_s = \frac{r_s}{r_0}$$

и параметры

$$L_{\Pi} = \frac{l_{\Pi}}{c_p T^*}; \quad L_{\Pi}^* = \frac{l_{\Pi}^*}{RT^*}; \quad L_{ок} = \frac{l_{ок}}{c_p T^*}; \quad r_{ок}^* = \frac{l_{ок}^*}{RT^*}; \quad \beta = \frac{q}{c_p T^*}; \quad H_s = \frac{q_c}{c_p T^*};$$

$$\Pi = -\frac{E}{RT^*}; \quad \Pi_s = -\frac{E_s}{RT^*}; \quad \psi = k_s^* \frac{r_0 c_p \rho^*}{\lambda^*}; \quad \Phi = k^* \frac{r_0^2 c_p (\rho^*)^2}{\lambda^*}; \quad \varepsilon = \frac{\rho^*}{\rho_m}$$

Система уравнений (1)–(7) примет вид

$$\frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^2 \Theta \bar{v} \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right) - y u \frac{\partial \Theta}{\partial x} - y \frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = - H_s f - L_{ок} M,$$

$$\frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^2 \Theta \bar{v} \frac{\partial n_{\Pi}}{\partial x} \right) - u \frac{\partial n_{\Pi}}{\partial x} - \frac{1}{\Theta} \frac{\partial n_{\Pi}}{\partial \tau} = \beta f - n_{\Pi} M,$$

$$\frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^2 \Theta \bar{v} \frac{\partial n_k}{\partial x} \right) - u \frac{\partial n_k}{\partial x} - \frac{1}{\Theta} \frac{\partial n_k}{\partial \tau} = f - n_k M,$$

$$\frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^2 \Theta \bar{v} \frac{\partial n_{ок}}{\partial x} \right) - u \frac{\partial n_{ок}}{\partial x} - \frac{1}{\Theta} \frac{\partial n_{ок}}{\partial \tau} = -(1 + \beta) f + (1 - n_{ок}) M,$$

$$\frac{1}{\Theta} \frac{\partial y}{\partial \tau} + u \frac{\partial y}{\partial x} = y M,$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{1}{\Theta} \right) + \frac{2}{x} u + \frac{\partial u}{\partial x} = - M.$$

Здесь $f = \Phi n_{\Pi} n_k \frac{1}{\Theta^2} \exp\left(\frac{\Pi}{\Theta}\right)$.

Граничные условия:

при $x = x_s$

$$n_{\Pi} = \frac{\mu_{\Pi} p_{\Pi}^*}{\mu_{\nu} p} \exp\left(-\frac{L_{\Pi}^*}{\Theta_s}\right);$$

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{dx_s}{d\tau} = -\beta \psi n_k \frac{1}{\Theta_s} \exp\left(\frac{\Pi_s}{\Theta_s}\right) + \Theta_s^{\gamma} \frac{\partial n_{\Pi}}{\partial x} - u n_{\Pi};$$

$$\Theta_s^{\gamma} \frac{\partial n_k}{\partial x} - u n_k = \psi n_k \frac{1}{\Theta_s} \exp\left(\frac{\Pi_s}{\Theta_s}\right);$$

$$u (n_{ок} + n_{\Pi} + n_k - 1) = \Theta_s^{\gamma} \frac{\partial (n_{ок} + n_{\Pi} + n_k)}{\partial x};$$

$$\frac{x_s}{3\varepsilon} \frac{d\Theta_s}{d\tau} = \Theta_s^{\gamma} \frac{\partial \Theta}{\partial x} + H_s \frac{\psi}{\Theta_s} \exp\left(\frac{\Pi_s}{\Theta_s}\right) + L_{\Pi} \left(\frac{\partial n_{\Pi}}{\partial x} - u n_{\Pi}\right) + L_{ок} \left(\frac{\partial n_{ок}}{\partial x} - u n_{ок}\right)$$

если $u > 0$, то $y = 1$;

при $x = \infty$

$$\Theta = \Theta_v; n_K = n_{KV}; n_{II} = 0, \text{ если } u < 0, \text{ то } y = 1.$$

Начальные условия ($\tau = 0$):

$$x_s = 1, \Theta_s = \Theta_{s0};$$

$$\text{при } x_s < x < \infty \Theta = \Theta_v, n_{II} = 0;$$

$$\text{при } x = x_s n_{II} = n_{II s};$$

$$\text{при } x_s \leq x < \infty n_K = n_{KV}, y = 1.$$

Поставленная задача решалась численно на ЭВМ с помощью новых методов интегрирования систем дифференциальных уравнений, разработанных в работах [10, 11]. Вычисления проведены на примере частицы магния ($r_0 = 25$ мкм) в воздухе. Кинетические константы гетерогенной реакции найдены ранее в [3] по опытным значениям пределов воспламенения частиц магния разных размеров [2]: $E_s = 45\,120$ кал/моль, $k_s^* = 8,6 \cdot 10^{10}$ см/с ($\Pi_s = -22,56$; $\psi = 2,7 \cdot 10^8$); эти константы использовались в настоящем расчете. Так же, как и в [8], для гомогенной реакции было принято $E = E_s$, однако значение k^* менялось в пределах от $5 \cdot 10^{15}$ до $4 \cdot 10^{19}$ см³/г·с ($\Phi = 8,4 \cdot 10^6 - 6,7 \cdot 10^{10}$); последнее использовалось в работе [8]. Так же, как и в модельном примере [8], $H_s = 1,2$, $H = 10,04$, $L_{OK}^* = 66,34$, $p_{OK}^* = 4,4 \cdot 10^3$, $L_{II}^* = 15,8$, $p_{II}^* = 10^5$, $L_{OK} = 12,4$, $L_{II} = 4,815$, $\varepsilon = 4,44 \cdot 10^{-3}$, $\beta = 1,57$.

Оказалось, что если частице обеспечено гетерогенное воспламенение, то при $k^* = 5 \cdot 10^{15}$ см³/г·с ($\Phi = 8,4 \cdot 10^6$) парофазное воспламенение обязательно и процесс его развивается аналогично процессу воспламенения капли углеводорода. Вдали от частицы, где температура газа практически совпадает с температурой среды, а диффузия доставила пары металла, образуется небольшой максимум температуры; он начинает быстро перемещаться к частице, причем температура газа в точке максимума растет. На расстоянии примерно 1—1,5 радиуса частицы от ее поверхности максимум останавливается, происходит быстрый рост температуры газа в точке максимума — частица воспламеняется парофазно. Причем, если температура газа достаточно высока (выше предельной для данного размера частицы), процесс перехода реакции с поверхности частицы в объем занимает очень малую часть полного времени индукции; конденсированного окисла в объеме практически нет, так как частица за индукционный период не успевает сколько-нибудь заметно выгореть.

При $k^* < 5 \cdot 10^{15}$ см³/г·с качественная картина перехода реакции с поверхности частицы в паровую фазу не меняется, увеличивается только время перехода. Значения k^* , меньшие $5 \cdot 10^{15}$ см³/г·с, не представляют практического интереса, так как константа скорости гомогенной реакции в таких случаях крайне низка; при температурах $\sim 1000^\circ\text{C}$ она на много порядков ниже определенной экспериментально [14].

Если увеличивать значение k^* , оставляя остальные кинетические константы без изменения, то координата зарождения максимума температуры, координата его остановки и резкого роста максимальной температуры, а также время от начала процесса до каждого из этих событий уменьшаются. Наконец, при некотором значении кинетического множителя для гомогенной реакции ($k^* \sim 2 \cdot 10^{17}$ см³/г·с) пары металла воспламеняются непосредственно у поверхности частицы; скорость реакции паров с кислородом столь велика, что пары не успевают с помощью диффузии и массового потока газа (направленного во внешнюю среду) сколько-нибудь заметно удалиться от частицы. При значении множителя k^* ,

использованного в расчете [8] ($4 \cdot 10^{19}$ см³/г·с), парофазное воспламенение начинается около самой поверхности частицы, а не у границы с внешней средой, как это получилось в квазистационарном приближении [8].

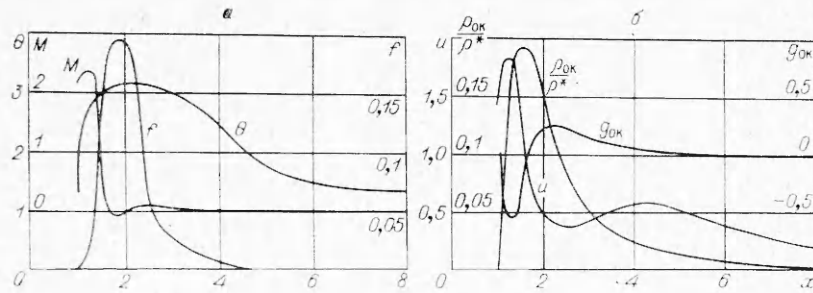
Вычисленные времена индукции (от 8 до 22 мс для частиц размером от 30 до 50 мкм в воздухе при атмосферном давлении и температуре 850°C) хорошо согласуются с опытными данными [12]. Хорошее согласие расчета с экспериментом объясняется просто. Например, для частицы размером 50 мкм в указанных условиях время ее нагрева до начала плавления и само время плавления слабо зависело от значения $k^* = 5 \cdot 10^{15} - 4 \cdot 10^{19}$ см³/г·с и составляло ~ 11 и ~ 10 мс соответственно; почти сразу за плавлением частицы (примерно через 1 мс) всегда следовал резкий рост ее температуры — гетерогенное воспламенение. Время же перехода реакции с поверхности в газовую фазу было небольшим; оно существенно зависело от значения кинетического множителя k^* : уменьшалось от ~ 2 до $\sim 0,2$ мс при возрастании k^* от $5 \cdot 10^{15}$ до $4 \cdot 10^{19}$ см³/г·с. Следовательно, полное время индукции частицы определяется главным образом кинетикой гетерогенной реакции (особенно вблизи предела воспламенения); константы же ее были вычислены, как уже упоминалось, на основании данных эксперимента по пределам гетерогенного воспламенения.

В [13, 14] с помощью температурного варианта метода разбавленного диффузионного пламени изучалась кинетика реакции паров щелочно-земельных металлов (Mg, Ca и пр.) с молекулярным кислородом. Здесь же анализируется возможная конкуренция двух типов процесса: обычной газофазной реакции с последующей конденсацией и переход реакции на границу раздела фаз дисперсный продукт — исходное вещество. Первый механизм процесса окисления паров металла принят в данной работе, второй — рассмотрен для магния в работе [15]. Авторы [13, 14] отдают предпочтение первому механизму реакции; они нашли следующие значения для кинетических констант бимолекулярной реакции паров магния с кислородом: $E = 15,3 \pm 2,8$ ккал/моль, $k^* = 1,7 \cdot 10^{14}$ см³/моль·с.

Вычисления при этих значениях кинетических констант гомогенной реакции показали, что парофазное воспламенение частицы должно начинаться у самой ее поверхности: максимум температуры образуется непосредственно на поверхности частицы, после чего он несколько отодвигается от нее, температура в точке максимума быстро растет — образуется диффузионный фронт горения. Таким образом, хотя горение частицы магния происходит в газовой фазе, воспламеняться она должна гетерогенно.

Как показали расчеты [9], квазистационарная диффузионная модель парофазного горения металлической частицы позволяет в общем-то правильно определить скорость ее горения при атмосферном давлении. Из расчетов [16] следует, что для вычисления только скоростей горения частиц могут быть использованы еще более простые расчетные модели. В проделанных нами расчетах горения частицы магния по нестационарной модели преследовались несколько другие цели: во-первых, найти скорость горения частицы при повышенных давлениях, когда квазистационарное приближение может стать неприемлемым; во-вторых, выяснить «судьбу» конденсированных продуктов сгорания, образующихся вблизи горячей частицы, что очень важно для газодинамических расчетов течения в соплах ракетного двигателя. Вычисления велись при значениях констант гомогенной реакции, найденных в [14].

Результаты расчета для одного типичного случая приведены на фиг. 1—4. Для наглядности и сопоставления с экспериментом здесь даны не только безразмерные, но и размерные времена, отвечающие частице магния с начальным размером 50 мкм, горячей в воздухе при атмосферном давлении и температуре 1000°C. После того, как в непосредственной

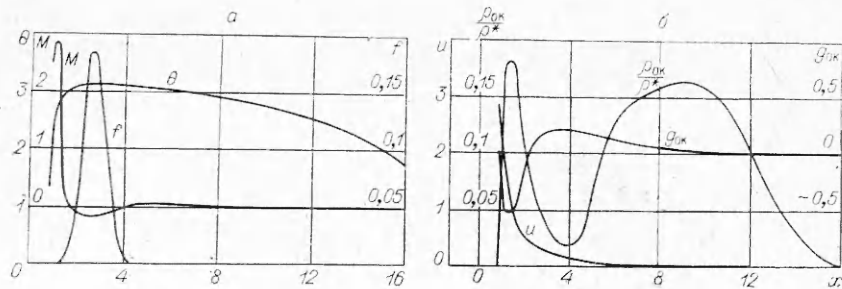


Ф и г. 1

близости от поверхности частицы образовался максимум температуры, он начинает отодвигаться от частицы, причем температура в максимуме растет. Примерно на расстоянии $2,4$ начального радиуса капли от ее центра скорость перемещения максимума температуры резко падает.

К моменту времени $\tau = 35,2 \cdot 10^{-3}$ ($t = 15,25$ мс, фиг. 1) формируется характерная структура диффузионного пламени: зона тепловыделения за счет химической реакции (f — скорость реакции) узка и локализована около максимума температуры Θ (см. фиг. 1, а); концентрации паров металла и кислорода в этой зоне ничтожно малы. Массовая скорость газа u везде направлена от частицы; поток газообразного окисла $g_{ок}$ из зоны его образования направлен как от частицы, так и к ней, однако ее поверхности он не достигает (см. фиг. 1, б). Скорость конденсации окисла M значительна только вблизи самой частицы, где велики градиенты температуры; в зоне максимума температуры скорость конденсации отрицательна — окисел испаряется (см. фиг. 1, а). Масса конденсированного окисла еще очень мала; плотность его $\rho_{ок}$ заметно отлична от нуля только вблизи частицы, где велика скорость конденсации. Скорости образования газообразного окисла и конденсации его во всем газовом объеме — величины одного порядка.

Структура пламени в момент времени $\tau = 37,27 \cdot 10^{-3}$ ($t = 16,15$ мс) показана на фиг. 2, а, б. Зона горения стала уже, а профиль температуры справа от нее стал более пологим. Распределения скорости конденсации и потока паров окисла изменились мало — они мало меняются в течение всего времени горения частицы. Массовая скорость газа меняет знак при $r \approx 25 r_0$. Интересный вид имеет распределение плотности конденсированного окисла (фиг. 2, б). В зоне интенсивной конденсации непосредственно у частицы конденсированный окисел накапливаться не может — его сносит большой массовый поток газа. В зоне горения окисел испаряется — здесь его со временем становится все меньше и меньше. Большая



Ф и г. 2

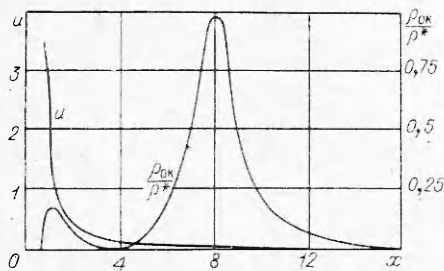
часть окисла находится в области от 4 до 15 начальных радиусов капли.

В дальнейшем точка, где массовая скорость газа меняет знак, начинает приближаться к частице. Это приводит к тому, что зона, где накапливается конденсированный окисел, сужается, максимум распределения $\rho_{ок}/\rho^*$ приближается к капле, значение плотности в максимуме растет. Так, на фиг. 3 ($\tau = 38,88 \cdot 10^3$, $t = 16,85$ мс) $u = 0$ при $r \approx 12r_0$, $\max \rho_{ок}/\rho^* \approx 1$; на фиг. 4 ($\tau = 40,69 \cdot 10^3$, $t = 17,63$ мс) $u = 0$ при $r \approx 6r_0$, $\max \rho_{ок}/\rho^* \approx 200$ ($\rho^* = 0,388 \cdot 10^{-3}$ г/см³). К моменту почти полного выгорания частицы ($\tau = 41,61 \cdot 10^3$, $t = 18,03$ мс) скорость газа меняет знак при $r \approx 5r_0$; практически весь конденсированный окисел сконцентрирован у поверхности накопления, положение которой определяет точка перемены знака u ; плотность окисла $\rho_{ок}$ в точке максимума равна 0,143 г/см³.

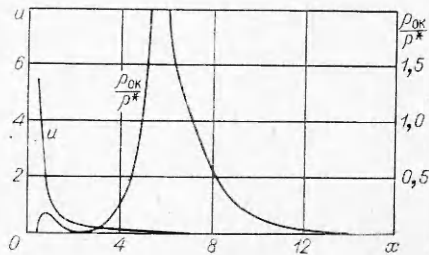
Экспериментальные данные подтверждают полученный расчетом характер образования и эволюции зоны накопления окисла. Так, согласно данным [17], ширина светящейся зоны около частицы магния (~ 100 мкм) на начальной стадии горения возрастает, при развитом горении практически не меняется, а к концу — убывает; максимальный за время горения частицы радиус внешней границы светящейся зоны был равен $(8-12)r_0$; по расчету (см. фиг. 2, б) он составляет $\sim 12r_0$. Такой же характер перемещения внешней границы зоны свечения наблюдали авторы [18] при горении частицы алюминия (100—200 мкм) при повышенных давлениях (20—40 атм). В [1] сообщается, что внешний размер светящейся зоны около горящего в воздухе конгломерата магния был примерно в 10 раз больше его начального размера. По ширине трека (~ 1 мм) горячей магнелиевой частицы с начальным размером ~ 84 мкм [19] этот размер получается приблизительно таким же ($\sim 12d_0$).

Размер зоны горения меняется со временем так же, как и для углеводородной капли. После образования почти диффузионного пламени радиус поверхности горения (где скорость реакции максимальна) увеличивается от 2,4 до 2,7 начальных радиусов частицы; к моменту времени, когда испарилось $\sim 80\%$ массы металла, радиус поверхности горения, достигнув значения $2,7r_0$, начинает уменьшаться и к концу времени горения становится равным $2,2r_0$.

Расчеты показали, что в течение всего времени горения капли магния любого размера (10—500 мкм) с хорошей точностью выполняется соотношение $r_s^2 \sim t$; время ее полного горения, следовательно, пропорционально квадрату начального диаметра: $t_r \sim d_0^2$. Константа скорости горения κ в воздухе при атмосферном давлении и температуре 1000°C оказалась равной 0,896 мм/с. По квазистационарному расчету [9] для таких же условий она получилась несколько меньшей: 0,752 мм/с, а по экспериментальным данным $\kappa = 0,75-1,35$ мм/с.



Фиг. 3



Фиг. 4

С увеличением давления в среде поверхности горения и накопления окисла несколько приближаются к капле. Так, при увеличении давления от 1 до 25 атм максимальное значение радиуса поверхности горения уменьшается от 2,7 до 2,3 начальных радиусов капли, а радиус поверхности накопления от $5r_0$ до $4,4r_0$. Константа скорости горения с ростом давления возрастает (при $P = 1; 5; 25$ атм $d_0^2/t_r = 0,896; 1,02; 1,12$ мм²/с соответственно), причем заметнее, чем получилось по расчету в квазистационарном приближении. Таким образом, предположение авторов [16] о том, что убывающая зависимость κ от P , измеренная в опытах [20], может быть получена расчетом (если учесть нестационарность процессов вблизи горящей частицы), не подтвердилось.

Поступила 8 IX 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Озеров Е. С., Скворцов. И. И. Горение конгломерата частиц магния.— ФГВ, 1971, т. 7, № 2.
2. Cassel H. M., Liebman J. The cooperative mechanism in the ignition of dust dispersions.— «Combustion and Flame», 1959, vol. 3, N 4.
3. Гуревич М. А., Степанов А. М. Предельные условия воспламенения металлической частицы.— ФГВ, 1968, т. 4, № 2.
4. Алексеева Т. И., Гуревич М. А., Озеров Е. С. Воспламенение частицы алюминия.— «Труды ЛПИ им. М. И. Калинина», 1967, № 280.
5. Гуревич М. А., Озерова Г. Е., Степанов А. М. Гетерогенное воспламенение алюминиевой частицы в кислороде и водяном паре.— ФГВ, 1970, т. 6, № 3.
6. Хайкин Б. И., Бющенко В. Н., Мержанов А. Г. О воспламенении частиц металлов.— ФГВ, 1970, т. 6, № 4.
7. Гуревич М. А., Сотниченко Б. И. О переходе горения с поверхности металлической частицы в паровую фазу.— «Труды ЛПИ им. М. И. Калинина», 1967, № 280.
8. Гуревич М. А., Степанов А. М. Воспламенение металлической частицы.— ФГВ, 1968, т. 4, № 3.
9. Гуревич М. А., Озерова Г. Е., Степанов А. М. Расчет скорости горения металлической частицы с учетом конденсации окисла.— В кн.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
10. Ракитский Ю. В. Методика последовательного увеличения шага численного интегрирования систем обыкновенных дифференциальных уравнений.— «Докл. АН СССР», 1972, т. 207, № 4.
11. Ракитский Ю. В. Новые численные методы решения систем обыкновенных дифференциальных и разностных уравнений.— «Труды ЛПИ им. М. И. Калинина», 1973, № 332, выг. 3.
12. Гуревич М. А., Игнатов Г. В., Озеров Е. С., Сотниченко Б. И. Статистический метод получения характеристик горения частиц металлов.— ФГВ, 1969, т. 5, № 3.
13. Кашпренинов О. Е., Кузнецов В. А., Манелис Г. Б. Вычисление кинетических параметров быстрых, газофазных, сильно экзотермичных реакций, сопровождающихся образованием конденсирующихся продуктов, из данных метода диффузионных пламен.— «Докл. АН СССР», 1974, т. 215, № 4.
14. Кашпренинов О. Е., Кузнецов В. А., Манелис Г. Б. Кинетическое исследование газофазной реакции магния с кислородом методом диффузионных пламен.— ЖФХ, 1975, т. 49, № 4.
15. Маркштейн Г. Анализ разбавленного диффузионного пламени, поддерживаемого гетерогенной реакцией.— В кн: Гетерогенное горение. М., «Мир», 1967, с. 192.
16. Гуревич М. А., Озеров Е. С., Рыбина Л. С. К расчету скорости парофазного диффузионного горения металлической частицы.— ФГВ, 1974, т. 10, № 3.
17. Law C. K., Williams F. A. Combustion of magnesium particles in oxygen-inert atmosphere.— «Combustion and Flame», 1974, vol. 22, № 3.
18. Похил П. Ф., Беляев А. Ф., Фролов Ю. В., Логачев В. С., Коротков А. И. Горение порошкообразных материалов в активных средах. М., «Наука», 1972, с. 125.
19. Liebman J., Corry J., Perlee H. E. Ignition and incandivity of laser irradiated single micron-size magnesium particles.— «Combustion Science and Technology», 1972, vol. 5, p. 21.
20. Ежовский Г. К., Мочалова А. С., Озеров Е. С., Юринов А. А. Воспламенение и горение частицы магния.— В кн.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972, с. 234.