

О НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССАХ С УЧАСТИЕМ МАГНИЯ В СЛЕДЕ ЗА МОДЕЛЬЮ ПРИ ЕЕ ГИПЕРЗВУКОВОМ ДВИЖЕНИИ В ВОЗДУХЕ

Н. Н. Пилюгин

Институт механики МГУ им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва

Приведен анализ измерений характеристик потока в следе за телом из сплава алюминия с магнием, летящим в воздухе с гиперзвуковой скоростью. Показано, что в результате догорания паров магния в следе сначала происходит образование MgO в газовой фазе, а затем его конденсация в микрокапли, с которых идет термоэлектронная эмиссия. Это приводит к образованию положительного заряда на каплях и заметному увеличению электронной концентрации в следе. Приведены расчеты, показывающие изменение концентрации магния и заметное повышение температуры в следе за счет его догорания.

При гиперзвуковых скоростях полета в следе за телом при наличии примесей унесенного вещества протекают различные физико-химические процессы. Многие принципиальные особенности течений в следах и константы скоростей неравновесных реакций были изучены ранее при анализе данных баллистических экспериментов [1–4]. Это позволило разработать методы расчета неравновесных параметров в дальнем следе за телом, летящим в воздухе, которые хорошо согласуются с экспериментом [1, 5, 6]. Продукты испарения и горения унесенного с поверхности тела вещества могут сильно влиять на распределение нейтральных и заряженных частиц в следе [6, 7]. Наличие в следе легкоионизируемых соединений, например магния, способного к горению в воздухе с выделением тепла, может заметно изменить температуру и состав компонентов газа в следе.

В [8] приведены результаты измерений электронной концентрации n_e и частоты столкновений электронов с нейтральными частицами в следах за сферическими моделями, выполненными из сплава алюминия с магнием (АМГ-6), летящими в воздухе и в смеси воздуха с ксеноном при числах Маха (набирающего потока) $M_\infty = 11 \div 15,3$. В данной работе приведен анализ других экспериментальных результатов, полученных в следе за телом из АМГ-6. Установленная последовательность процессов при наличии примеси магния в следе положена в основу теоретической модели.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ИХ ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ОБРАБОТКА

1. Спектральные измерения. Магний как примесь входит в состав многих теплозащитных материалов. При воздействии высокотемпературных сред на такие материалы происходят плавление и испарение магния, присутствие которого в плазме и наличие или отсутствие его ионов может быть зарегистрировано спектральными методами.

В [9] в видимом диапазоне спектра измерено излучение паров пограничного слоя около модели из асбопластика с примесями, обтекаемого потоком воздушной плазмы безэлектродного ВЧ-разряда при атмосферном давлении. Зарегистрировано излучение следующих компонентов пара: полосчатые спектры CN , MgO , непрерывное излучение, линейчатое излучение атомов Al , Ca , Si , Mg , Fe , Na . Методом фотометрирования определено распределение температуры поперек пограничного слоя. Температура в слое паров составила $3000 \div 4000$ К.

В экспериментах [10] с помощью целевого эрозионного плазмотрона получена струя плазмы со звуковой скоростью истечения. Проведено спектроскопическое исследование струи плазмы с парами асботекстолита (и примесей) при атмосферном давлении и температуре $T = 4150$ К. В видимой и ближней ультрафиолетовой частях спектра зарегистрированы атомные линии Mg , Si , Fe , Ca , Al , а также полосы C_2 , CN .

Анализ большого числа метеорных спектров [11], полученных при разных скоростях входа каменных и железных метеорных тел, обнаруживает линии Mg, Mg⁺, MgO.

Таким образом, спектральные измерения, проведенные для ряда материалов, содержащих магний, зафиксировали в слое испарения наличие Mg, MgO, Mg⁺.

2. Длина излучающей области следа. В [12] с помощью радиометра измерена яркость излучения на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм в области ударного слоя и следа за горящими моделями, изготовленными из пиротехнического сплава, содержащего Mg. Эксперименты проводили с моделями диаметром $d = 0,8$ см, летящими со скоростями $v_\infty = 0,4 \div 0,7$ км/с при давлении воздуха в трассе $p_\infty = 160 \div 760$ Торр. Длительность (по времени) импульса излучения t_l для горящих моделей в $5 \div 10$ раз больше, чем для не горящих. При увеличении давления возрастает спектральная яркость излучения и увеличивается значение t_l для горящих моделей. На основе измеренных значений t_l , в зависимости от давления p_∞ и скорости v_∞ методом наименьших квадратов получена формула, описывающая с погрешностью 5 %, длину излучающей области:

$$l_l/d = 269,53(\rho_\infty v_\infty^2)^{0,432}, \quad (1)$$

размерность $\rho_\infty v_\infty^2$ — атм, ρ_∞ — плотность газа в набегающем потоке.

Излучение в следе обусловлено горением Mg [13–15]. При его отсутствии, если бы излучение было обусловлено только реакцией окисления Al, длина излучающей области, согласно измерениям [16], была бы значительно меньше даже при больших значениях скорости ($v_\infty \approx 5$ км/с) и при давлении $p = 1,5$ атм.

Результаты расчетов по формуле (1) для экспериментов [8] с моделями из АМГ-6 приведены в табл. 1, где v_∞ , d — скорость и диаметр модели из сплава АМГ-6; $p_{1,\infty}$, $p_{2,\infty}$ — парциальные давления компонентов смеси (воз-

духа и ксенона), заполняющей трассу; l_l/d — длина излучающей области следа, рассчитанная по формуле (1) с использованием парциального давления воздуха; x_k — координата точки конденсации. Следует отметить, что длина свечения следа при наличии в нем паров Mg примерно соответствует длине свечения следа с примесью Na, измеренной в [16].

3. Измерение электрических зарядов в следе за телами из разных материалов. В [17] исходя из косвенных соображений указано на наличие зарядов на поверхности конденсированной окиси магния, в [18] при исследовании электронной концентрации в пламени магния сделано предположение, что основными ионами в пламени являются конденсированные частицы MgO⁺. В этих работах не приведены результаты прямых измерений электрических зарядов при горении.

В работах [19, 20] представлены детальные измерения электрических зарядов на моделях из сплава АМГ-6 и в следах за ними. Измерения зарядов выполнены на баллистической установке с помощью нескольких кольцевых электростатических датчиков повышенной чувствительности. Получены экспериментальные данные, показывающие образование электрических зарядов на телах и в следах за ними для разных материалов и чисел Маха, в широком диапазоне давлений в трассе, для разных составов газа и при различающихся механизмах горения и разрушения тел.

В опытах с моделями из АМГ-6, летящими в смесях воздуха с ксеноном, на дальних расстояниях в следе обнаружена существенная концентрация положительных зарядов. Ее значение сильно зависит от парциального давления кислорода в смеси газов. На основе измерений [20] была построена зависимость от координаты вдоль следа x наведенного на электростатический датчик потенциала U в дальнем следе за моделью из АМГ-6, летящей в смеси воздуха (30 % по парциальному давлению) с ксеноном (70 %) при разных значениях p_∞ (рис. 1). Скорость моделей составляла $v_\infty = (2,4 \pm 0,1)$ км/с, диаметр сферических моделей — $d = 4,8$ мм.

Из рис. 1 следует, что при некотором значении x_k/d , зависящем от давления, происходит смена знака заряда в следе. Это свидетельствует о том, что вблизи этой точки конденсируются пары MgO, а с конденсированных частиц происходит термоэлектронная

Таблица 1

Номер эксперимента	v_∞ , км/с	d , мм	$p_{1,\infty}$, Торр	$p_{2,\infty}$, Торр	l_l/d	x_k/d
1	2,33	5,0	18	38	551	400
2	2,20	5,0	1	27	159	—
3	5,23	4,9	40	0	924	750

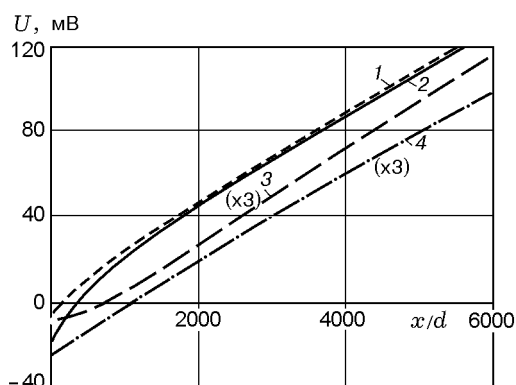


Рис. 1. Зависимость от координаты x/d наведенного на электростатический датчик потенциала U от следа за моделью из АМГ-6:

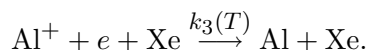
p_{∞} , Торр: 18 (1), 56 (2), 36 (3), 26 (4)

эмиссия. Это приводит к положительной зарядке капель MgO , а концентрация электронов n_e , фиксируемая СВЧ-резонатором, при $x > x_k$ несколько увеличивается (подробнее об этом сказано ниже). На основе рис. 1 определена координата x_k для экспериментов [8], ее значения приведены в табл. 1.

Из табл. 1 видно, что длина излучающей области следа l_l/d примерно на 20 ÷ 25 % больше расстояния x_k/d , где происходит конденсация MgO . Это говорит о том, что в обоих процессах определяющую роль играют реакции горения.

Результаты измерения электронной концентрации с помощью СВЧ-резонаторов в следах за моделями из АМГ-6 приведены в [8]. В этой работе показано, что унос Al и Mg приводит к заметному увеличению n_e по сравнению с моделями без уноса вещества, что, несомненно, связано с неравновесными процессами, протекающими между электронами и соединениями Al и Mg .

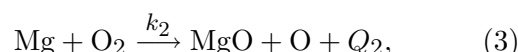
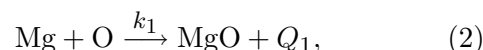
4. Модель процессов в следе. Для эксперимента № 2 (см. табл. 1) обработка измерений $n_e(x)$ проведена в [8]. Из-за преобладающего содержания ксенона и малой доли кислорода в смеси в этом эксперименте роль догорания Mg была незначительна и основным процессом, определяющим спад зависимости $n_e(x)$ при $x/d \leq 500$, была реакция



С другой стороны, в экспериментах № 1, 3 концентрация воздуха в смесях больше, чем в

эксперименте № 2, поэтому следует рассматривать более сложную схему процессов. Этому вопросу и посвящено дальнейшее обсуждение.

При уносе паров Mg с тела, в соответствии с исследованиями [13–15], протекают экзотермические процессы окисления:



где Q_1 и Q_2 — тепловые эффекты реакций [13], $Q_1 = 427$ кДж/моль, $Q_2 = -79$ кДж/моль.

Уравнения для концентраций без учета диффузии при данной схеме реакций имеют вид

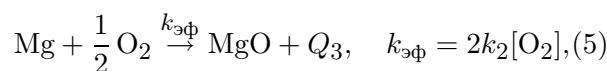
$$\frac{dn_{\text{Mg}}}{dt} = -k_1 n_{\text{Mg}} n_{\text{O}} - k_2 n_{\text{Mg}} n_{\text{O}_2},$$

$$\frac{dn_{\text{O}}}{dt} = +k_2 n_{\text{Mg}} n_{\text{O}_2} - k_1 n_{\text{Mg}} n_{\text{O}},$$

где n_{Mg} , n_{O} , n_{O_2} — концентрации Mg , O и O_2 соответственно. Считая $dn_{\text{O}}/dt \approx 0$, получим $k_2 n_{\text{Mg}} n_{\text{O}_2} = k_1 n_{\text{Mg}} n_{\text{O}}$, откуда следует, что

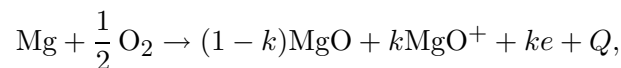
$$\frac{dn_{\text{Mg}}}{dt} = -2k_2 n_{\text{O}_2} n_{\text{Mg}} \quad (4)$$

и реакции (2), (3) могут быть объединены в одну [14]:



где $k_{\text{эф}}$ — эффективная константа скорости, $[\text{O}_2]$ — молярная концентрация O_2 , $Q_3 = (Q_1 + Q_2)/2 = 174$ кДж/моль.

В [18] предполагается несколько другая суммарная реакция с ионизацией MgO :



где Q — тепловой эффект реакции, $k \approx 10^{-5}$ — выход электронов на один атом окислившегося Mg . Однако в спектральных измерениях многих авторов [9, 12, 16] не отмечено присутствия ионов MgO^+ в продуктах окисления в газовой фазе. Поэтому будем учитывать только реакцию (5). Константа скорости k_2 хорошо описывается аррениусовским уравнением [13–15]:

$$k_2 = D_2 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (6)$$

$$D_2 = 3,486 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}, \quad E = 16500 \text{ ккал/моль},$$

где R — универсальная газовая постоянная, T — температура пара, E — энергия активации.

4.1. Конденсация MgO в следе. При расширении паров MgO, образующихся в следе, может происходить их конденсация. С понижением температуры в расширяющемся потоке давление насыщенного пара может падать быстрее, чем статическое давление при изоэнтропическом расширении. Оценим характеристики процесса конденсации паров MgO в дальнем следе аналогично расчетам для Al_2O_3 [7] и SiO_2 [21]. Число возникающих капель J_i критического размера r_* (ядер конденсации), образующихся в единице объема за единицу времени, определяется по формуле [22]

$$J_i = \left(\frac{p_\infty}{kT}\right)^2 \frac{1}{\rho_l} \left(\frac{2\sigma\mu}{\pi N_A}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{4\pi\sigma r_*^2}{3kT}\right), \quad (7)$$

$$r_* = \frac{2\sigma\mu}{\rho_l RT} \left(\ln \frac{p_\infty}{p_s}\right)^{-1}, \quad \ln \frac{p_\infty}{p_s} = \ln S_*,$$

где p_s — давление насыщенного пара над поверхностью жидкости; N_A — число Авогадро; μ — молекулярная масса; S_* — степень перенасыщения пара, при которой происходит интенсивная нуклеация [22]; σ — поверхностное натяжение; ρ_l — плотность капли, определяемая по формуле

$$\rho_l = 2,753 - \beta T \text{ [г/см}^3\text{]}, \quad (8)$$

β — коэффициент объемного расширения, который принимается равным аналогичному коэффициенту ($\beta = 3,4 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$) для близкого по составу сплава АМГ-2 [23].

Сложным вопросом является определение точной зависимости поверхностного натяжения от температуры — $\sigma(T)$. Опубликованные значения $\sigma(T)$ для одних и тех же материалов имеют значительный разброс, а прямых измерений $\sigma(T)$ для капель MgO нет. Поскольку значения $J_i(T)$ сильно зависят от $\sigma(T)$, рассмотрим подробнее имеющиеся данные для $\sigma(T)$ для близких соединений, содержащих Mg и Al [23–27].

Зависимость $\sigma(T)$ для капель металла может быть аппроксимирована линейной функцией [7, 23] вида

$$\sigma(T) = \sigma_0 - b(T - T_m), \quad (9)$$

где σ_0 , b — эмпирические константы, T_m — температура плавления.

Таблица 2

Вещество	T_m , К	q , кДж/г	σ_0 , эрг/см ²	$\sigma_{0,i}$, эрг/см ²	η , %
Al	933	10,78	875	861 [23]	1,6
Mg	923	6,0	362	560 [26]	35,3
Al_2O_3	2323	4,09	540	585 [26]	7,7

Примечание. Значения σ_0 вычислены по формуле (10).

Для материалов, для которых нет прямых измерений $\sigma(T)$, можно использовать приближенную формулу Френкеля — Ленгмюра, полученную при нормальном давлении и $T \approx T_m$ [28]:

$$\sigma_0 = 0,64 \frac{q}{4\pi r_c^2}, \quad r_c = \left(\frac{3M_a}{4\pi\rho_l}\right)^{2/3}, \quad (10)$$

где q — удельная теплота парообразования, r_c — радиус атомной ячейки в металле, M_a — масса атома. Для определения параметра в (9) можно использовать закон Этвеша — Рамзая — Шильца [29]:

$$\frac{d(V_m^{2/3}\sigma)}{dT} \approx \text{const} = -2,12, \quad (11)$$

где V_m — молярный объем, а $V_m^{2/3} = S_m$ — площадь N_A молекул. Для выяснения точности формулы (11) проведены вычисления σ_0 для жидких металлов Al, Mg и Al_2O_3 и выполнено сопоставление с известными измеренными значениями $\sigma_{0,i}$. Результаты сравнения представлены в табл. 2. В последнем столбце таблицы дана относительная погрешность $\eta = |\sigma_0 - \sigma_{0,i}|/\sigma_{0,i}$. Расчеты $\sigma(T)$ по формулам (10), (11) для MgO приводят к зависимости

$$\sigma = 910 - 0,21 T \text{ [эрг/см}^2\text{]}. \quad (12)$$

В [22] численным решением задачи о конденсации паров металлов в сопле установлено, что в качестве критерия начала интенсивной конденсации следует принять условие

$$J_i \approx J_* \approx 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (13)$$

При $J_i < J_*$ конденсации паров практически не происходит. При $J_i \geq J_*$ образующаяся мелкодисперсная система сильно подвержена коалесценции.

В качестве другого необходимого условия начала конденсации следует принять условие [21, 22]

$$S_* p_s(T) = p_\infty, \quad (14)$$

$$p_s = 1,773 \cdot 10^8 \cdot 10^{-26700/T} \text{ [атм]}, \quad (15)$$

где $S_* = 5$ — степень перенасыщения пара, p_s — давление насыщенного пара MgO. Выражение (15) для MgO заимствовано из [11] и получено для равновесия насыщенного пара с плоской поверхностью. В случае же малых сферических капель радиусом r_* условие равновесия будет выполняться при несколько измененном значении давления (по сравнению с давлением в точке фазового перехода при той же температуре при плоской поверхности раздела). Наличие поверхностного натяжения изменяет условие фазового равновесия [30]. В работе [30] приведена следующая формула, которая определяет давление насыщенного пара над каплей радиусом r_* (уравнение Кельвина — Томпсона):

$$p_s'' = p_s(T) \exp \frac{2V_2\sigma}{r_*kT}, \quad (16)$$

где $V_2 = \mu_3/\rho_l$ — объем, приходящийся на одну частицу в жидкой фазе, μ_3 — масса молекулы MgO, $p_s(T)$ — давление насыщенного пара над плоской поверхностью (15). Из (16) видно, что p_s'' заметно растет с уменьшением радиуса капли r_* . Поэтому в условии (14) вместо соотношения (15) для $p_s(T)$ следует подставить выражение p_s'' из (16). Тогда из этого условия определяется то значение температуры $T = T_k(p_\infty)$, при котором наступает конденсация пара.

На рис. 2 построена зависимость T_k от давления в следе p_∞ , рассчитанная для MgO в соответствии с формулами (14), (16). На этом же рисунке представлена зависимость $J_i(p_\infty)$, рассчитанная по формуле (7). Из рис. 2 следует, что интенсивная конденсация MgO наступает при $T_k = 2443$ К для эксперимента № 1 и при $T_k = 2476$ К для эксперимента № 3, начиная с расстояний x_k/d , указанных в табл. 1. При этом выполняется необходимое условие $J_i \geq J_*$.

4.2. Определение газодинамических параметров в турбулентном дальнем следе. Для нахождения газодинамических параметров используем теорию неравновесного турбулентного следа [5]. При $x/d \geq 50$ давление вдоль оси следа близко к давлению набегающего потока, а температуру следует определять из соотношения для энтальпии:

$$h_\infty + h_0(x) = \sum_{i=1}^N c_i \left(\int_0^T c_{p,i} dT + h_i^0 \right), \quad (17)$$

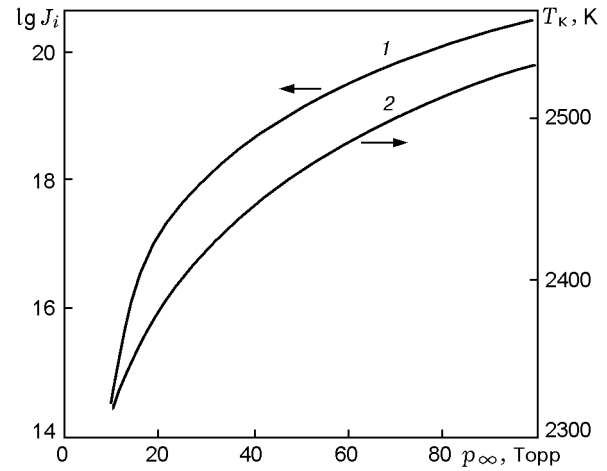


Рис. 2. Зависимость температуры конденсации паров MgO от давления в следе (кривая 2):

1 — зависимость интенсивности конденсации паров MgO от давления в следе при температуре конденсации для условий экспериментов № 1, 3 из табл. 1

где N — число компонентов в смеси, $c_i = \rho_i/\rho$ — массовая концентрация i -го компонента, h_i^0 — энтальпия его образования, а $c_{p,i}$ — теплоемкость при постоянном давлении, h_∞ — энтальпия набегающего потока. В соответствии с [5] введем величину $\psi_i = c_i \mu_\infty / \mu_i$ — мольно-массовую концентрацию i -го компонента, где μ_∞ , μ_i — средние молекулярные массы набегающего газа и i -го компонента; $z = x/x_n$, x_n — безразмерная и начальная (для горения магния) координаты вдоль оси следа; индексы $i = 1, 2, 3$ соответствуют Mg, O₂ и MgO. Тогда уравнение для изменения концентрации магния вдоль оси следа с учетом турбулентной диффузии и равенства (4) примет вид [5]

$$\frac{d\psi_1}{dz} + \frac{2}{3} \frac{\psi_1}{z} = -2\Gamma_1 \psi_1 \psi_2, \quad \psi|_{z=1} = \psi_{1,n}, \quad (18)$$

$$\Gamma_1 = \frac{\rho_\infty \rho_0 dk_2(T) x_n}{v_\infty \mu_\infty},$$

где $\rho_0 = (\rho/\rho_\infty)_{r=0}$ — безразмерная плотность на оси следа.

Из уравнения диффузии для элемента магния [5] определяется концентрация MgO:

$$\psi_3 = \frac{\psi_{1,n}}{z^{2/3}} - \psi_1(z). \quad (19)$$

Решение уравнения (19) при известном профиле $T(z)$ можно получить в двух крайних случаях: во-первых, при наличии в потоке избытка

окислителя с практически постоянной концентрацией ψ_2 , во-вторых, для смеси стехиометрического состава ($\psi_1 = 2\psi_2$). В первом случае решение (19) приводит к быстрому (экспоненциальному) падению $\psi_1(z)$ вдоль оси, во втором случае падение концентрации магния более медленное. Рассмотрим решение для второго, более неблагоприятного случая, соответствующего более продолжительному горению магния. В этом случае решение уравнения (18) имеет вид

$$\psi_1(z) = \frac{\psi_{1,н}}{z^{2/3}} \frac{1}{1 + B_1 J(z)}, \quad (20)$$

$$B_1 = \frac{\rho_\infty dx_H D_2 \psi_{1,н}}{v_\infty \mu_\infty}, \quad (21)$$

$$J(z) = \int_1^z \exp\left(-\frac{E}{T(z)}\right) \frac{1}{z^{2/3} \theta(z)} dz, \quad \theta = \frac{T}{T_\infty}.$$

Выражение для концентрации MgO находится из (19) с учетом (20).

Выражение для температуры при $h_i^0 = 0$ (до начала горения магния) следует из формулы (17) и имеет вид [5]

$$\theta(z) = 1 + A/z^{2/3},$$

$$A = (\gamma - 1)M_\infty^2 \left(1 - \frac{C_h}{C_x}\right) C_x \text{Pr} u_0(x), \quad (22)$$

$$u_0(x) = 2,72 \left(\frac{x}{\sqrt{C_x S}}\right)^{-2/3},$$

где C_x, C_h — коэффициенты сопротивления и теплообмена тела, S — площадь миделя тела, $\text{Pr} = 0,8$ — турбулентное число Прандтля, M_∞ — число Маха набегающего потока, γ — отношение удельных теплоемкостей c_p/c_v . С момента начала образования MgO формула для температуры, вытекающая из (17), преобразуется к виду

$$\theta(z) = 1 + \frac{A}{z^{2/3}} + \frac{C_1}{z^{2/3}} \frac{B_1 J(z)}{1 + B_1 J(z)}, \quad (23)$$

$$C_1 = \frac{q\psi_{1,н}}{c_{p,\infty} T_\infty},$$

где q — теплота образования MgO.

Уравнение (23) позволяет найти распределение температуры путем итераций по параметру C_1 . В предыдущем пункте было показано, что $T = T_k$ при $x = x_k$. Используя это условие, находим

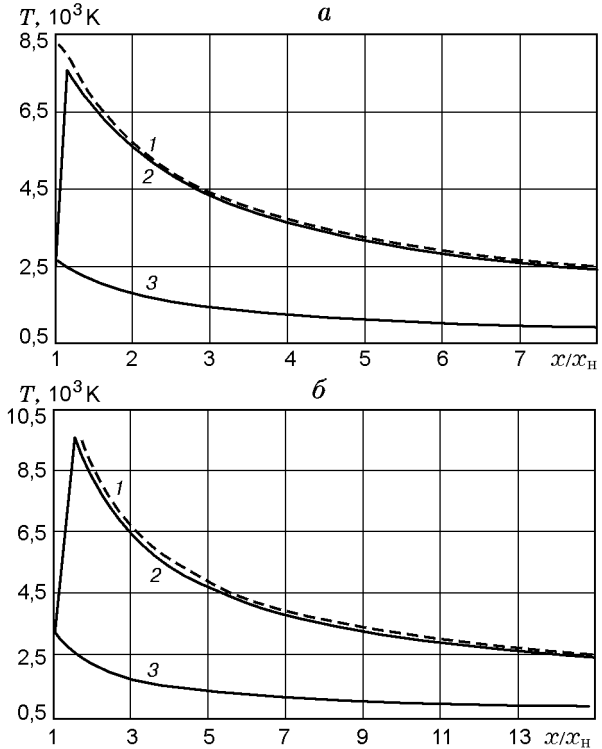


Рис. 3. Распределение температуры вдоль оси следа для экспериментов № 1 (а) и № 3 (б) (см. табл. 1):

1 — расчет по формуле (25), 2 — по (23), 3 — по (22)

$$C_1 = \left[\left(\frac{T_k}{T_\infty} - 1\right) z_k^{2/3} - A \right] \left\{ \frac{1 + B_1 J(z_k)}{B_1 J(z_k)} \right\}. \quad (24)$$

Из формулы (23) следует асимптотическое выражение для температуры (при $B_1 J \gg 1$):

$$\theta_{as} = 1 + \frac{A + C_1}{z^{2/3}}. \quad (25)$$

Итерационный процесс решения (23) строился на основе метода «стрельбы по параметру». Из расчета стехиометрического состава смеси (O, N, Xe, Mg) находим $\psi_{1,н}$ и вычисляем B_1 . На первом шаге для вычисления интеграла $J(z)$ используется соотношение (24) при $B_1 J \gg 1$ и асимптотическое выражение (25). Затем из (24) находится новое значение C_1 и рассчитывается новый профиль температуры из (23). Далее процесс вычислений повторяется. Вычисления заканчивались при достижении начальной температурой при $z = 1$ значения, соответствующего формуле (22).

В качестве примера приведены расчеты, в которых условно считалось, что реакция горения Mg начинается с координаты x_H/d . Основ-

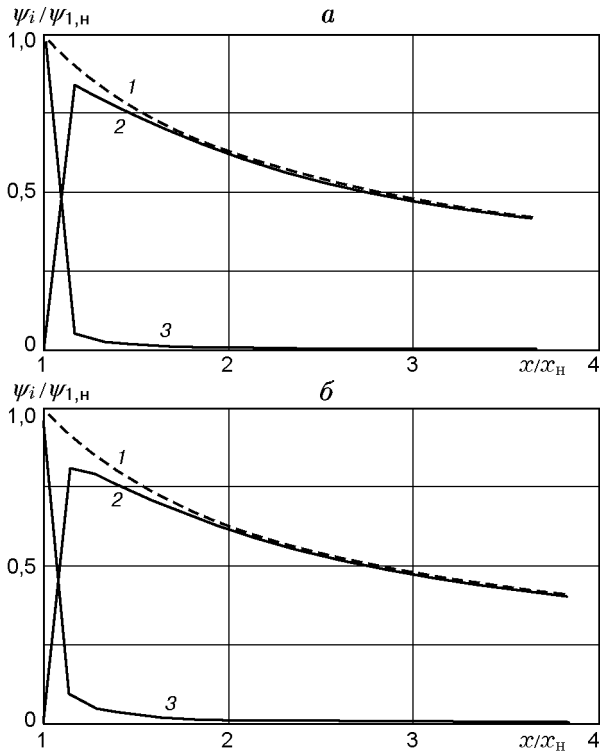


Рис. 4. Распределение мольно-массовых концентраций вдоль оси следа для экспериментов № 1 (а) и № 3 (б) (см. табл. 1):

1 — асимптотическое распределение концентрации MgO при $B_i J \rightarrow \infty$, 2 — концентрация MgO, 3 — концентрация Mg

ная цель расчетов — выяснить влияние горения Mg на распределение температуры и ее выход на асимптотическое значение (25). На рис. 3 представлены профили температуры для экспериментов № 1, 3 из табл. 1, рассчитанные по формулам (23), (25) и (22). Видно, что распределение температуры достаточно быстро (на расстоянии $\Delta x/d \approx 25$) достигает асимптотического распределения (25).

На рис. 4 показаны распределения $\psi_i/\psi_{1,н}$ для экспериментов № 1, 3. Кривые на этих рисунках соответствуют концентрациям Mg, MgO и асимптотическому значению $\psi_i/\psi_{1,н}$ при $B_1 J \rightarrow \infty$, вытекающему из (19). Видно, что магний на расстояниях $\Delta x/d = 30 \div 50$ быстро сгорает, а концентрация MgO достигает максимума, после которого быстро выходит на асимптотическое значение. Из расчетов следует, что концентрация Mg понижается на два порядка при $x \approx x_k$ по сравнению с первоначальными значениями. Поскольку интенсивность излучения I_λ при $\lambda = 0,65$ мкм

пропорциональна концентрации Mg (для оптически тонкого в радиальном направлении следа), значение I_λ снижается на 2-3 порядка и все еще выше порога чувствительности приемника излучения. Таким образом, качественно подтверждается отмеченная выше экспериментальная закономерность: длина излучающей области следа l_l/d примерно равна x_k/d (см. табл. 1).

4.3. Термоэлектронная эмиссия с каплей MgO.

Выражение для тока эмиссии с каплей небольшого конечного радиуса r_p имеет вид [31]

$$j = BT^2 \exp \left\{ -\frac{e}{kT} \left[\varphi + \left(Z + \frac{1}{2} \right) \frac{e}{r_p} \right] \right\} [\text{A}/\text{см}^2], \quad (26)$$

где Z — заряд капли, e — заряд электрона.

Множитель B и работа выхода поверхности ($e\varphi$) являются характеристикой материала. Для MgO согласно справочным данным [32] $B = 60,2 \text{ A}/(\text{см}^2 \cdot \text{K}^2)$, $e\varphi = 1,02 \text{ эВ}$.

Для каплей радиусом $r_p < 0,1$ мкм, как отмечено в [31], положительная зарядка происходит за счет двух процессов: термоэлектронной эмиссии и хаотически диффундирующих к поверхности частиц из окружающей плазмы. Хаотический поток электронов через единицу площади согласно кинетической теории [30] равен

$$i_1 = en_e v_e / 4, \quad v_e = 6,21 \cdot 10^5 \sqrt{T} [\text{см}/\text{с}], \quad (27)$$

где n_e — средняя концентрация электронов, v_e — средняя скорость электрона.

В соответствии с (26), (27) скорость зарядки капли по времени t в данном случае определяется уравнением

$$\frac{dZe}{dt} = 4\pi r_p^2 (j - i_1), \quad Z(0) = 0. \quad (28)$$

Введем обозначения:

$$A = BT^2 e^{-e\varphi/kT} \frac{B_2}{e} 4\pi r_p^2, \quad B_2 = \frac{e^2}{r_p kT},$$

$$C = \frac{B_2}{e} 4\pi r_p^2 i_1, \quad y = B_2 \left(Z + \frac{1}{2} \right).$$

Тогда (28) сводится к уравнению

$$\frac{dy}{dt} = Ae^{-y} - C, \quad y(0) = \frac{B_2}{2}, \quad (29)$$

которое решается в квадратурах:

$$y = \ln(\lambda - (\lambda - \lambda - \lambda_1) \exp(-Ct)), \quad (30)$$

$$\lambda = \frac{A}{C}, \quad \lambda_1 = \exp \frac{B_2}{2}.$$

Таблица 3

Номер эксперимента	T_k , К	T_H , К	σ , эрг/см ²	ρ_l , г/см ³	J_i , 10^{17} см ⁻³ ·с ⁻¹	e^2/r_p , эВ	Z	C^{-1} , 10^{-4} с	n_e^3 , 10^{10} см ⁻³	n_e^T , 10^{10} см ⁻³
1	2443	1842	397	1,922	44,2	2,83	0,93	3,86	1,15	0,41
3	2476	1987	390	1,911	9,03	2,90	0,92	4,06	1,25	0,36

Из (30) при $Ct \gg 1$ следует, что заряд капли стремится к насыщению: $y \rightarrow \ln \lambda$.

В табл. 3 представлены результаты расчетов по приведенным выше формулам для точки конденсации x_k/d в условиях рассмотренных экспериментов. Здесь заряд капли Z дан при $Ct \gg 1$; C^{-1} — характерное время зарядки; n_e^3 , n_e^T — концентрация электронов, определенная из СВЧ-измерений и рассчитанная из условия $j \approx i_1$ при $Z = 1$ (см. (26), (27)). Из табл. 3 следует, что конденсированная капля за время $t \approx C^{-1} = 3 \cdot 10^{-5}$ с заряжается за счет термоэлектронной эмиссии до заряда $+Z \approx 1$. За это время она перемещается в следе вместе с потоком на расстояние $l/d \approx u_\infty t^* \approx 1,4$, т. е. всего на полтора калибра тела (u_∞ — скорость частиц газа в следе относительно летящего тела, $u_\infty = 0,1 v_\infty$, где v_∞ — скорость набегающего потока). Из табл. 3 также следует, что электронная концентрация за счет термоэлектронной эмиссии (n_e^T) вносит значительный вклад в наблюдаемую концентрацию n_e^3 (при $x \geq x_k$). Расчет n_e дальше по потоку провести затруднительно, так как происходит коагуляция капель, их рост и более сложное движение в потоке. Это требует дальнейшего развития теории.

Отметим, что полученное решение для зарядки капель MgO хорошо согласуется с теорией Рэля [33]. Рэлей в 1882 г. получил соотношение для удельного заряда капли, образующейся в процессе электрического распыления:

$$\frac{q_2}{m} = \lambda \left[\frac{(\varepsilon_0 \sigma)^{1/2}}{\rho_l^{3/2} r_p} \right] \equiv Q, \quad (31)$$

где λ — константа, ε_0 — диэлектрическая постоянная, m — масса капли. Согласно теории Рэля $\lambda = \sqrt{27}$. Эксперименты, проведенные в [33] по определению удельного заряда капель в глицерине, дали уточнение параметра λ . Согласно [33] $\lambda = \sqrt{18}/2 \approx 2,121$. Для наших экспериментов значения левой и правой частей уравнения (31), рассчитанные по формуле (32) с этим значением λ , приведены в табл. 4. В последнем столбце таблицы дана относительная

погрешность, вычисленная по формуле

$$\eta = |q_2/m - Q|/(q_2/m).$$

Видно, что $\eta < 20\%$.

Таблица 4

Номер эксперимента	q_2/m , Кл/кг	Q , Кл/кг	η , %
1	$1,51 \cdot 10^5$	$1,79 \cdot 10^5$	18,5
3	$1,63 \cdot 10^5$	$1,86 \cdot 10^5$	14,1

Таким образом, анализ разнообразных измерений в следе за телом при наличии примеси магния позволил выявить основные неравновесные процессы и получить распределение температуры, что важно для дальнейшего решения обратной задачи по определению констант скоростей некоторых реакций по измерениям зависимости $n_e(x)$ в следе за моделью из АМГ-6.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-01-00630) и Федерального центра поддержки «Интеграция» (код проекта К0575).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Kwan-Sun Wen, Tung Chen, Bing Lieu.** A theoretical study of hypersonic sphere wakes in air and comparison with experiment. Pt 1: Turbulent diffusion // AIAA Paper N 68-703. 1968. Pt 2: Chemical kinetics // AIAA Paper N 68-703. 1968.
2. **Sutton E. A.** The chemistry of electrons in pure-air hypersonic wakes // AIAA Paper N 68-200. 1968.
3. **Бродский В. Б., Загик С. Е., Лютомский В. А., Мишин Г. И.** Измерение температурной зависимости коэффициентов рекомбинации и прилипания электронов в ионизированном воздухе на баллистической трассе // Физико-газодинамические баллистические исследования. Л.: Наука, 1980. С. 116–124.
4. **Пилюгин Н. Н., Пилюгин А. Н.** О восстановлении констант скоростей неравновесных реакций в газах с участием электронов из баллистических экспериментов // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 2. С. 39–51.

5. **Пилюгин Н. Н., Тихомиров С. Г., Чернявский С. Ю.** Приближенный метод расчета параметров воздуха и интенсивности излучения в дальнем следе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 6. С. 165–175.
6. **Безменов А. Е., Алексашенко В. А.** Радиофизические и газодинамические проблемы прохождения атмосферы. М.: Машиностроение, 1982.
7. **Пилюгин Н. Н.** Определение из баллистических экспериментов скоростей прилипания электронов к окислам алюминия // Теплофизика высоких температур. 1994. Т. 32, № 3. С. 339–353.
8. **Пилюгин Н. Н.** Исследование электронной концентрации за сферой из сплава алюминия с магнием при гиперзвуковом обтекании // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 6. С. 99–107.
9. **Георг Э. Б., Рулев Ю. К., Сипачев Г. Ф., Якушин М. И.** Экспериментальное исследование пограничного слоя на разрушающихся образцах при совместном воздействии конвективного и лучистого тепловых потоков // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 2. С. 25–29.
10. **Ворыпаев Г. Г., Горшкова Л. Д., Подмошенский И. В.** Спектральное поглощение паров асбестотекстолита при $T = 4150$ К // Журн. прикл. спектроскопии. 1980. № 2. С. 215–219.
11. **Бронштэн В. А.** Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981.
12. **Баулин Н. Н., Кувалкин Д. Г., Пилюгин Н. Н. и др.** Исследование яркости излучения газов около горящей модели при движении со сверхзвуковой скоростью // Космические исследования. 1987. Т. 25, вып. 1. С. 132–140.
13. **Каширенинов О. Е., Кузнецов В. А., Манелис Г. Б.** Кинетика реакций атомов щелочноземельных металлов с молекулярным кислородом // Ракет. техника и космонавтика. 1977. Т. 15, № 7. С. 169–171.
14. **Каширенинов О. Е., Кузнецов В. А., Манелис Г. Б.** Вычисление кинетических параметров быстрых газофазных сильно экзотермических реакций, сопровождающихся образованием конденсирующихся продуктов, из данных метода диффузионных пламен // Докл. АН СССР. 1974. Т. 215, № 4. С. 908–911.
15. **Каширенинов О. Е., Кузнецов В. А., Манелис Г. Б.** Кинетическое исследование газофазной реакции магния с кислородом методом диффузионных пламен // Журн. физ. химии. 1975. Т. 49. С. 882–892.
16. **Mach H.** Spectroskopische Untersuchungen am Nachlauf von ablatierenden Modellen von Hyperschallflugkörpern // Raumfahrtforschung. 1974. Bd 18, H. 1. S. 1–9.
17. **Флорко А.В., Золотко А.М., Каминская Н. В., Шевчук В. Г.** Спектральные исследования горения частиц магния // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 1. С. 17–22.
18. **Банников Ю. Ф., Струнин В. И., Тихомиров В. В.** Ионизация в диффузионных парофазных пламенах магния при пониженных давлениях // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 6. С. 48–54.
19. **Баулин Н. Н., Пилюгин Н. Н.** Измерение электрических зарядов, возникающих на телах и в следах за ними при гиперзвуковом движении // Астроном. вестн. 1993. Т. 27, № 6. С. 69–86.
20. **Пилюгин Н. Н.** Измерение электрических зарядов около тел при гиперзвуковом движении // Теплофизика высоких температур. 1994. Т. 32, № 1. С. 114–126.
21. **Пилюгин Н. Н.** Исследование электронной концентрации в следе за моделью из хондрита, летящей в баллистической трассе // Астроном. вестн. 1997. Т. 31, № 2. С. 167–174.
22. **Гриффин Дж., Шерман П. М.** Расчет конденсации в потоках с высокой степенью расширения // Ракет. техника и космонавтика. 1965. Т. 3, № 10. С. 29–36.
23. **Орквасов Т. А., Понежев М. Х., Созаев В. А., Шидов Х. Т.** Исследование температурной зависимости поверхностного натяжения алюминиевых сплавов // Теплофизика высоких температур. 1996. Т. 34, № 3. С. 493–495.
24. **Корольков А. М.** Поверхностное натяжение алюминия и его сплавов // Изв. АН СССР. ОТН. 1956. № 2. С. 35.
25. **Алюминий.** Свойства и физическое металловедение: Справочник / Под ред. Дж. А. Хетча. М.: Металлургия, 1989.
26. **Ниженко В. И., Флока Л. И.** Поверхностное натяжение жидких металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1981.
27. **Андронов В. Н., Чекин Б. В., Нестеренко С. В.** Жидкие металлы и шлаки. М.: Металлургия, 1977.
28. **Френкель И. Я.** Кинетическая теория жидкостей. М.: Наука, 1975.
29. **Физический энциклопедический словарь.** Т. 4. М.: Сов. энцикл. 1965. С. 57.
30. **Левич В. Г.** Курс теоретической физики. М.: ГИФМЛ, 1962. Т. 1. С. 579–583.
31. **Лаутон Дж., Вайнберг Ф.** Электрические аспекты горения. М.: Энергия, 1976.
32. **Краткий физико-технический справочник /** Под ред. К. П. Яковлева. М.: ГИФМЛ, 1960. Т. 1. С. 382.
33. **Хоган Дж., Хендрикс С. Д.** Исследование отношения заряда к массе электрически распыляемых частиц жидкости // Ракет. техника и космонавтика. 1965. Т. 3, № 2. С. 140–147.

*Поступила в редакцию 2/III 1999 г.,
в окончательном варианте — 9/XI 1999 г.*