

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТ СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИЙ  
РЕКОМБИНАЦИИ И ПРИЛИПАНИЯ  
ИЗ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ**

*А. П. Пилюгин, Н. Н. Пилюгин*

*НИИ механики МГУ,  
119899 Москва*

Представлены измерения электронной концентрации в следах за алюминиевыми сферическими моделями, летящими в воздухе со скоростью  $3,4 \div 5,7$  км/с при давлении  $10 \div 80$  Торр. Выполнены расчеты прогрева и уноса алюминия с поверхности моделей при их движении в трассе. Показано, что конденсация паров Al может происходить на расстояниях более 100 калибров тела и давлении  $\geq 80$  Торр. Поставлена и решена обратная задача определения из экспериментальных данных эффективного коэффициента прилипания к молекулам воздуха и констант скоростей прилипания  $AlO + e \rightarrow AlO^-$ ,  $AlO_2 + e \rightarrow AlO_2^-$ .

Неравновесное течение частично ионизованного газа в следе за телом, летящим с гиперзвуковой скоростью в баллистической трассе, характеризуется изменением давлений от нескольких атмосфер до нескольких Торр, температур от  $(7-8) \cdot 10^3$  до 300 К и протяженностью зоны реакций, занимающей свыше  $10^4$  калибров тела [1]. В баллистическом эксперименте только за один опыт удается зафиксировать неравновесные физико-химические процессы сразу в большом интервале изменения термодинамических параметров. Опыт исследований [2-5] показал, что баллистические установки являются, помимо ударных труб, еще одним физическим устройством для косвенного измерения теплофизических и кинетических постоянных в слабоионизованной плазме в широком диапазоне изменения ее параметров.

При гиперзвуковых скоростях полета унос массы с поверхности тела может существенно влиять на условия течения в следе, химический состав газа и спектральную интенсивность излучения. К веществам, сравнительно легко попадающим в след, относится алюминий и его окислы.

Алюминий и его сплавы широко применяются в авиационной и космической технике как материал для элементов различных узлов плазмодинамических, аэродинамических и баллистических установок. При контакте с высокотемпературными плазменными потоками из-за сравнительно низкой температуры плавления Al ( $T_{пл} = 932$  К) его соединения попадают в плазму, изменяя ее ионизационный и химический состав. Поэтому изучение неравновесных физико-химических процессов в газах с участием ионов Al представляет интерес для плазмодинамических исследований.

В данной работе рассматриваются постановка и решение обратной задачи по определению неравновесных констант скоростей реакций  $AlO + e \rightarrow AlO^-$ ,  $AlO_2 + e \rightarrow AlO_2^-$ ,  $Al_2O_3(s, l) + e \rightarrow Al_2O_3^-(s, l)$ . Для этого используется асимптотическое решение уравнений осесимметричного неравновесного турбулентного пограничного слоя, описывающего течение в следе за телом [6], и результаты СВЧ измерений распределения линейной концентрации электронов в следе за алюминиевыми сферическими моделями, летящими в воздухе.

### Результаты измерений электронной концентрации в гиперзвуковых следах за алюминиевыми моделями

Для анализа рассматриваются две группы экспериментов, проведенных в различных условиях. К первой группе относятся эксперименты [7, 8], где использованы алюминиевые сферические модели диаметром  $D = 0,475$  см, которые металась со скоростями  $v = 5,5 \div 6$  км/с в трассу, заполненную воздухом при давлении  $p = 40 \div 80$  Торр. Измеряли линейную концентрацию электронов  $N_L(x)$  вдоль оси следа объемным СВЧ-резонатором закрытого типа, который располагался на расстоянии  $L = 15$  м от среза ствола легкогазовой пушки. В табл. 1 под номерами  $k1-k3$  представлены условия проведения этих экспериментов: диаметр модели  $D$ , давление газа в набегающем потоке  $p_\infty$ , скорость набегающего потока  $v_\infty$  и рассчитанные числа Маха  $M_\infty$  и Рейнольдса  $Re_\infty$ . Анализ измерений [7] показывает, что с ростом давления падение  $N_L(x)$  резко усиливается за алюминиевыми шарами, начиная с  $p_\infty > 40$  Торр. Это связано с плавлением поверхности модели, последующим испарением и рассеиванием алюминия в следе.

Таблица 1

Опыт	$D$ , мм	$p_\infty$ , Торр	$V_\infty$ , км/с	$M_\infty$	$Re_\infty \cdot 10^{-4}$
$k1$	4,75	40	5,85	17,1	11,0
$k2$	4,75	50	5,94	17,4	13,4
$k3$	4,75	80	5,49	16,1	20,0
1	5,0	10	4,10	12,0	1,95
2	5,0	10	4,50	13,2	2,14
3	5,0	20	4,40	12,9	4,19
4	5,0	20	4,55	13,3	4,33
5	4,0	20	3,70	10,8	2,82
6	5,0	20	4,80	14,0	5,0
7	5,0	20	4,30	12,6	4,5
8	5,3	40	3,50	10,2	7,1
9	5,3	44	4,10	12,0	9,1
10	8,5	40	4,00	11,6	7,9
11	5,0	40	4,70	13,7	8,9
12	5,0	40	4,00	11,6	7,8
13	5,3	40	4,10	12,0	8,2

О присутствии  $Al$ ,  $AlO$ ,  $Al_2O_3$  в ближнем следе за алюминиевым телом свидетельствуют результаты отдельных измерений спектрального излучения [9], выполненные при более высоких давлениях.

Ко второй группе экспериментов относятся измерения, выполненные в ИМ МГУ для другого диапазона условий ( $v_\infty = 3,4 \div 4,8$  км/с,  $p_\infty = 10 \div 44$  Торр) и для более близких расстояний за телом  $x/D = 300 \div 1500$ . В отличие от [7, 8], где  $Al$  попадал в след за счет плавления и испарения поверхности модели, в данных экспериментах это происходило вследствие разрушения медного покрытия алюминиевой модели при ее отделении от поддона. Эксперименты проводились на установке, состоящей из двухступенчатой легкогазовой пушки и герметизированной трассы. Подробное описание конструкции экспериментальной установки и измерительной аппаратуры содержится в [1, 10]. Линейную концентрацию электронов в следах за сферическими моделями определяли с помощью закрытого СВЧ-резонатора (длина волны  $\lambda = 56$  см), который располагался в трассе на

расстоянии 7,5 м от среза ствола пушки. Методика измерений и расчетные соотношения для закрытого СВЧ-резонатора изложены в [11].

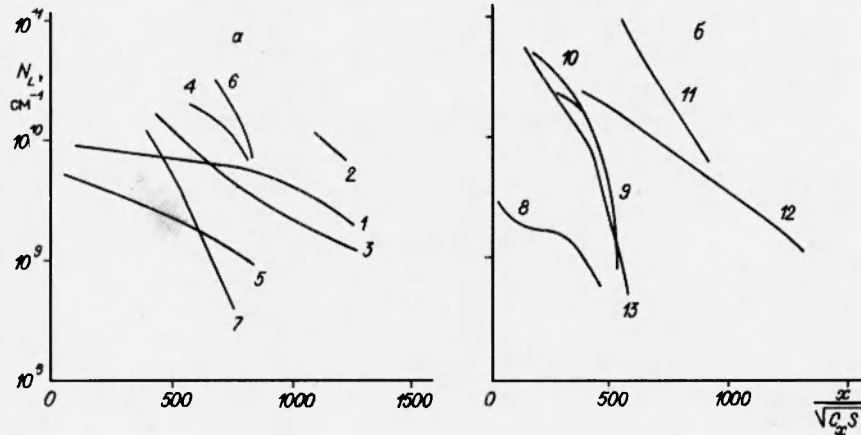


Рис. 1.

В табл. 1 под номерами 1–13 представлены условия проведения этих экспериментов. Результаты измерений зависимости  $N_L(x)$  представлены на рис. 1. Номера кривых соответствуют условиям табл. 1. Для сравнения приведены кривые 5, 12 для тех экспериментов, в которых не наблюдался унос Al с поверхности. Из представленных зависимостей  $N_L(x)$  видно, что при наличии уноса Al величина  $N_L$  больше, а спад  $N_L$  с ростом координаты  $x$  происходит более круто, чем в чистом воздухе. Заметное увеличение скоростей спада электронной концентрации в следе под действием паров Al связано с неравновесными кинетическими процессами, протекающими между электронами и соединениями Al.

#### Расчет прогрева алюминиевой модели и оценка уноса массы с ее поверхности при движении в трассе

Для построения физической модели наблюдавшихся явлений вначале необходимо рассмотреть процесс нагрева сферического тела радиуса  $r_0$  за счет конвективного потока тепла к его поверхности  $q(\Theta)$ , зависящего от центрального угла  $\Theta$  точки на теле и условий полета.

В [1] получено асимптотическое решение уравнения теплопроводности для этой задачи. Значение температуры на поверхности модели  $T_w$  найдено в виде

$$T_w(\Theta, t) = T_0 \left\{ 1 + \frac{2\sqrt{\alpha t}}{\sqrt{\pi}} \frac{q(\Theta)}{\lambda T_0} \right\}, \quad (1)$$

где  $T_0$  — начальная температура тела;  $t$  — время;  $\lambda$ ,  $\alpha = \lambda/\rho c$  — коэффициенты теплопроводности и температуропроводности,  $\rho$ ,  $c$  — плотность и теплоемкость тела.

Из решения [1] следует, что характерная толщина прогрева модели за время полета  $t_*$  равна:

$$l_{\text{пр}} = \sqrt{\alpha t_*}, \quad t_* = L/v_{\text{ср}}. \quad (2)$$

Для расчета  $T_w$  по формуле (1) используем известные выражения для ламинарного конвективного теплового потока [1]. Для алюминия приняты следующие значения теплофизических констант:  $\rho = 2,7 \text{ г/см}^3$ ,  $\lambda = 0,48 \text{ кал/(см} \cdot \text{с} \cdot \text{К)}$ ,  $c = 0,21 \text{ кал/(г} \cdot \text{К)}$ ,  $T_{\text{пл}} = 932 \text{ К}$ ,  $T_{\text{исп}} = 2603 \text{ К}$ ,

удельная теплота плавления  $Q_{пл} = 1060$  Дж/г, удельная теплота испарения  $Q_{исп} = 12000$  Дж/г. Для условий экспериментов из табл. 1 некоторые типичные результаты расчетов по формулам из [1] приведены в табл. 2, причем для экспериментов  $k1-k3$  принято  $L = 15$  м; для остальных —  $7,5$  м ( $T_{w0} = T_w(0)$ ,  $q_0 = q(0)$ ). Здесь же приведены предельные значения угла  $\Theta_*$ , при котором  $T_w(\Theta) = T_{пл}$ . Анализ проведенных расчетов с учетом погрешности определения  $q$  и  $T_w$  в 5% показывает, что для экспериментов  $k2, k3$  температура поверхности превышает температуру плавления Al и для этих вариантов возможен унос в виде жидких капель. Для остальных экспериментов уноса Al с поверхности за счет оплавления нет.

Таблица 2

Опыт	$t_*$ , мс	$l_{пр} \cdot 10^2$ , см	$q_{w0}$ , ккал/см <sup>2</sup> ·с	$T_{w0}$ , К	$\Theta_*$ , град	$\dot{m}$ , г/см <sup>2</sup> ·с
$k1$	2,56	4,66	4,78	823	—	—
$k2$	2,53	4,62	5,61	909	8,9	8,5
$k3$	2,73	4,81	5,53	926	12,4	9,5
2	1,67	3,76	1,02	390	—	—
4	1,65	3,74	1,49	431	—	—
9	1,83	3,93	1,55	443	—	—
11	1,59	3,67	2,34	502	—	—

Вывод об уносе Al для экспериментов  $k2, k3$  и отсутствии его для  $k1$  очень хорошо согласуется с отмеченным выше фактом [7] о влиянии уноса Al на снижение электронной концентрации при  $p_\infty > 40$  Торр.

Оценим предельный диаметр  $d_k$  капель расплава, отлетающих с поверхности, если температура на ее внешней границе  $T_w > T_{пл}$ , а на внутренней границе  $T_w = T_{пл}$ . Из [1] следует формула для предельной толщины пленки расплава, равной предельному диаметру капель:

$$d_k = \sqrt{\alpha t_*} \cdot \sqrt{\ln \frac{T_w}{T_{пл}}} \quad (3)$$

Для режимов  $k2$  и  $k3$ , используя параметры из табл. 1, получим  $d_k = 79,5$  и  $96$  мкм соответственно.

Объем тонкой пленки расплава и площадь ее образования рассчитываются из геометрических соображений по формулам

$$V = 2\pi \int_{r_0-d_k}^{r_0} r^2 dr \int_0^{\Theta_*} \sin \Theta d\Theta = 2\pi(1 - \cos \Theta_*)r_0^2 d_k, \quad S = V/d_k \quad (4)$$

Тогда средняя величина уноса массы в единицу времени с единицы поверхности тела составит

$$\dot{m} = \frac{\rho V}{S t_*} \quad (5)$$

Расчет по формулам (3)–(5) приведен в табл. 2.

Рассмотрим дальнейшее движение капель около тела. При относительно низкой концентрации частиц наличие конденсированной примеси практически не сказывается на поле скорости, что позволяет осуществить независимое интегрирование уравнений движения частиц и газа. Если  $v$ ,  $u$  — скорости частицы и газа,  $V = v - u$  — скорость относительно тела,

$\rho_1$  — плотность газа,  $\xi = 24/\text{Re}_\delta$  — коэффициент сопротивления, обусловленный силой Стокса, то уравнение движения для нереагирующей частицы в проекции на ось  $x$  вдоль следа запишется в виде [12]

$$\frac{dV}{dt} = -\beta V, \quad \beta = \frac{18\mu_1}{\rho_2 d_k^2}, \quad \frac{dx}{dt} = v = (V + u), \quad t = 0, \quad V = V_0, \quad x(0) = 0. \quad (6)$$

Индексы 1 и 2 относятся к газу и конденсированной частице соответственно,  $\mu_1$  — вязкость газа. Исходя из баланса массы на теле, оценим порядок  $V_0$ :  $\dot{m} \sim \rho_2 V_0$ . На основе приведенных выше числовых данных получим  $V_0 = 3,5$  см/с,  $\text{Re}_\delta = 1$ . Интегрируя (6), получим

$$V = V_0 \exp(-\beta t), \quad x = ut + \frac{V_0}{\beta} (1 - \exp(-\beta t)). \quad (7)$$

Характерная величина скорости в следе, вычисленная по дефекту скорости [2, 3], составляет  $u \lesssim 0,1V_\infty = 600$  м/с. Тогда за характерное время движения в следе  $t_1 = 2,5 \cdot 10^{-3}$  с из (6), (7) имеем

$$\beta = 10^2 \text{ с}^{-1}, \quad \beta t_1 = 0,25 \ll 1, \quad V = 0,75V_0, \quad x \approx 1,5 \text{ м}, \quad x/D \approx 300.$$

Следовательно, оторвавшиеся от тела капли ( $d_k = 100$  мкм) движутся (без учета их испарения) очень медленно. Наступает динамическое равновесие — капли движутся со скоростью газа  $u$  и за характерное время наблюдения они успевают удалиться от тела не дальше 300 калибров. Эта оценка хорошо согласуется с приведенными выше наблюдениями области сечения конденсированной фазы в следе [4, 5].

Рассмотрим далее тепловой нагрев капель в потоке. Усредняя уравнение теплопроводности по объему капли, нетрудно получить [12, 13]

$$m c_{p2} \frac{dT_2}{dt} = \alpha f (T_1 - T_2), \quad T_2(0) = T_{20}, \quad m = \frac{4}{3} \pi \rho_2 \left(\frac{d_k}{2}\right)^3, \quad (8)$$

$$f = 4\pi \left(\frac{d_k}{2}\right)^2, \quad \alpha = \frac{\text{Nu} \lambda}{d_k}, \quad a_2 = \frac{\lambda}{\rho_2 c_{p2}},$$

где  $m$ ,  $f$  — масса и площадь поверхности частицы;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи;  $\text{Nu}$  — число Нуссельта;  $\lambda$ ,  $a_2$  — коэффициенты теплопроводности и температуропроводности;  $T_{20}$  — начальная температура капли ( $T_{20} \sim T_{\text{пл}} = 932$  К);  $T_1$  — температура окружающего каплю газа. Интегрирование (8) при  $T_1 = \text{const}$  дает

$$T_2 - T_1 = (T_{20} - T_1) \exp(-\beta_1 t), \quad \beta_1 = \frac{\alpha f}{m c_{p2}} = \frac{\alpha}{c_{p2}} \frac{6}{\rho_2 a_k} = \frac{6 \text{Nu} a_2}{d_k^2}. \quad (9)$$

Для  $\text{Re}_\delta \leq 10$ , согласно [12],  $\text{Nu} = 2$ . Тогда из приведенных выше параметров течения  $\beta_1 \approx 1,6 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ .

Из (9) следуют важные выводы. Во-первых, температура частицы очень быстро (за время  $t_* = 2/\beta_1 = 1,25 \cdot 10^{-5}$  с) достигает температуры высоконагретого газа в ударном слое ( $T_2 \approx T_1 = 7 \cdot 10^3$  К). За это время частица переместится на расстояние  $x = u_0 t_* = 0,75$  см, т. е. она еще будет находиться в высоко нагретой части сжатого ударного слоя. Во-вторых, из (9) следует оценка времени прогрева частицы до температуры испарения  $T_{\text{исп}} = 2600$  К. При средней температуре газа  $T_1 = 5000$  К получим

$$t_{\text{исп}} = 0,5/\beta_1 \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ с}, \quad l_{\text{исп}} \approx 0,2 \text{ см},$$

т. е. частица расплава практически сразу испаряется около лобовой части обтекаемого тела. Приведенные оценки  $t_{\text{исп}}$  и  $l_{\text{исп}}$  будут более точны, если учесть гетерогенное горение каплей Al до образования  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Отметим, что в экспериментах № 1–13 (см. табл. 1) микрочастицы Al сразу попадали в след при разделении омедненной модели и поддона в разделительном отсеке трассы. Поскольку температура в следе, например, при  $x/D \gtrsim 100$ , меньше  $T_{\text{исп}}$ , то микрочастицы Al не могли полностью испариться и сгореть, а двигались далее вместе с газом.

### Определение газодинамических параметров в турбулентном дальнем следе за телом

Для нахождения параметров используется теория неравновесного турбулентного дальнего следа [6]. При  $x/D \gtrsim 50$  давление  $p$  вдоль оси следа близко к давлению набегающего потока  $p_\infty$ , а температура вдоль оси следа находится по асимптотической формуле [6]

$$\frac{T}{T_\infty} = 1 + (\gamma - 1)M_\infty^2 \left(1 - \frac{C_H}{C_x}\right) C_x \text{Pr} u_0(x), \quad (10)$$

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

где  $C_x$ ,  $C_H$  — коэффициенты сопротивления и теплообмена тела;  $S$  — площадь его миделя;  $\text{Pr} = 0,8$  — турбулентное число Прандтля,  $x$  — координата вдоль оси следа. Так как далее будем рассматривать изменение электронной концентрации на сравнительно небольшом участке следа  $\Delta x/D = 300$ , где температура изменяется сравнительно слабо, то можно ввести среднюю температуру

$$\bar{T} = \frac{1}{L - \bar{x}_H} \int_{\bar{x}_H}^{\bar{L}} T(x) dx, \quad \bar{x} = x/D,$$

где  $L$  — условная длина следа;  $\bar{x}_H$  — начальная координата рассматриваемого участка. Вычисление интеграла с учетом (10) приводит к формуле

$$\frac{\bar{T}}{T_\infty} = 1 + \frac{B(L^{1/3} - \bar{x}_H^{1/3})}{L - \bar{x}_H}, \quad B = 2,326 M_\infty^2. \quad (11)$$

### Оценка конденсации паров Al в следе

При расширении паров Al в следе может происходить спонтанная конденсация пара. С понижением температуры в расширяющемся потоке давление насыщенного пара может падать быстрее, чем статическое давление при изоэнтропическом расширении. В [14] приведены расчеты, описывающие процесс конденсации в условиях, соответствующих расширению паров азота, меди и цинка в двумерных соплах. Оценим конденсацию паров Al в следе, следуя классическому описанию зарождения и роста ядер конденсации [14–16]. Число возникающих каплей  $J_i$  критического размера  $r_*$  (ядер конденсации), образующихся в единице объема за единицу времени, определяются по формулам из работы [14], где установлен критерий начала интенсивной конденсации

$$J_* = 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}.$$

При  $J_i \leq J_*$  конденсации практически нет. При  $J_i > J_*$  образующаяся мелкодисперсная система сильно подвержена коалесценции. В качестве

второго необходимого условия конденсации в данном случае следует принять

$$S_* p_0 \exp\left(-\frac{Q_{\text{исп}}}{R_A T}\right) \approx p_{\infty},$$

где, согласно [14–16], степень пересыщения  $S_* = 3$ . Это условие определяет то значение температуры  $T = T_k$ , при котором может наступить конденсация. Используя зависимость (10) для падения температуры в следе и приравняв ее  $T_k(p_{\infty})$ , можно найти то расстояние  $x_k$ , с которого возможна конденсация пара в следе.

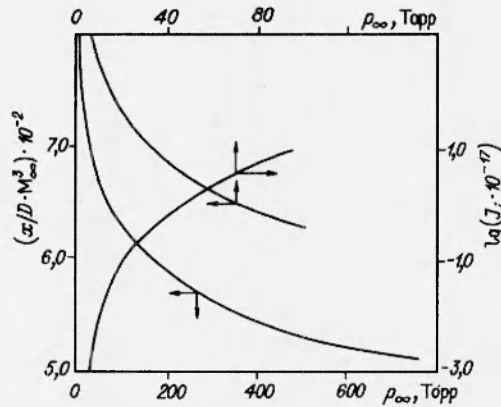


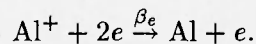
Рис. 2.

На рис. 2 приведена универсальная зависимость  $x_k$  для этого расстояния. Из расчетов следует, что конденсация Al может иметь место при  $x_k/D \approx 100 \div 300$ . Для определения ее реализации были выполнены расчеты по формулам [14]. Получено, что для эксперимента k3 ( $p_{\infty} = 80$  Торр)  $J_i > 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  и в следе образуется конденсированная фаза. Для остальных экспериментов, по-видимому, образование дисперсной фазы не происходит, так как  $J_i \leq 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  и, следовательно, прилипание электронов в следе происходит к образующимся молекулам, а не каплям. На рис. 2 построена также зависимость  $J_i(p_{\infty})$  для условий течения в следе, которая позволяет оценивать конденсацию паров Al в других условиях.

#### Модель неравновесных реакций с участием электронов в следе за алюминиевыми сферами

Модель реакций в чистом воздухе для неравновесного дальнего следа, включающая 43 реакции между 14 компонентами воздуха, предложена в [17]. Поэтому рассмотрим только те неравновесные реакции между электронами и соединениями, содержащими алюминий, которые приводят к заметному снижению электронной концентрации в следе.

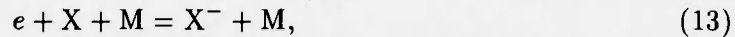
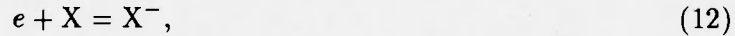
В ближнем следе при  $T > 10^3$  К основным является процесс рекомбинации



Выражения для константы скорости рекомбинации  $\beta_e(T)$  для разных случаев захвата электрона на возбужденные уровни приведены в [15]. В дальнем следе, где  $T \lesssim 10^3$  К, основную роль в исчезновении электронов играют реакции образования отрицательных ионов. Расчеты неравновесного

химического состава воздуха и паров Al в окрестности задней критической точки в следе за алюминиевыми моделями показали присутствие  $AlO^-$ ,  $AlO_2^-$ ,  $Al_2O_3^-(s, l)$ .

Поэтому для объяснения наблюдаемого изменения  $N_L(x)$  в следе за алюминиевым телом предположим, что процесс деионизации можно смоделировать бинарной или тройной реакцией прилипания электронов к нейтральному компоненту X ( $X = AlO, AlO_2$  или  $Al_2O_3(s, l)$ )



где M — третья частица. Пусть  $\Psi_i = e_i \mu_\infty / \mu_i$  — мольно-массовые концентрации  $i$ -й компоненты,  $c_i = \rho_i / \rho$  — массовые концентрации,  $\mu_\infty, \mu_i$  — средние молекулярные массы набегающего газа и  $i$ -го компонента,  $z = x/x_H, x_H$  — начальная координата вдоль оси турбулентного следа.

Тогда уравнение для  $\Psi_e$  примет вид [6]

$$\frac{d\Psi_e}{dz} + \frac{2}{3} \frac{\Psi_e}{z} = -\dot{W}, \quad (14)$$

где для бинарной реакции (12)

$$\dot{W} = \Gamma_1 \Psi_e \Psi_X, \quad \Gamma_1 = \frac{\rho_\infty \rho_0 D k_1(T) x_H}{V_\infty \mu_\infty}, \quad (15)$$

а для тройной реакции (13)

$$\dot{W} = \Gamma_2 \Psi_e \Psi_X \Psi_M, \quad \Gamma_2 = \frac{\rho_\infty^2 \rho_0^2 D k_2(T) x_H}{V_\infty \mu_\infty^2}. \quad (16)$$

Здесь  $\rho_0 = (\rho/\rho_\infty)_{z=0}$  — безразмерная плотность на оси следа,  $k_1(T), k_2(T)$  — константы скоростей реакций (12) и (13). Уравнение (14) решается при начальном условии  $z = 1, \Psi_e = \Psi_{eH}$ .

Предположим, что реакции с участием компонентов X и M заморожены, тогда

$$\frac{d\Psi_X}{dz} + \frac{2}{3} \frac{\Psi_X}{z} = 0, \quad \Psi_X(1) = \Psi_{XH}. \quad (17)$$

Считая зависимости  $\Psi_X(z), \Psi_M(z), T(z), k_1(T)$  и  $k_2(T)$  известными функциями  $z$ , получим решение (14) с учетом (15), (16):

$$\Psi_e = \frac{\Psi_{eH}}{z^{2/3}} \exp \left[ - \int_1^z \tilde{\Gamma}(z') dz' \right], \quad (18)$$

где

$$\tilde{\Gamma}(z) = \begin{cases} \Gamma_1 \Psi_X & \text{для бинарных реакций,} \\ \Gamma_2 \Psi_X \Psi_M & \text{для тройных реакций.} \end{cases}$$

Из (18) нетрудно получить выражение для измеряемого распределения линейной плотности электронов:

$$\frac{N_L}{N_{LH}} = \frac{\Psi_e}{\Psi_{eH}} z^{2/3} = \exp \left[ - \int_1^z \tilde{\Gamma}(z') dz' \right]. \quad (19)$$



С учетом (15) и (16) из (19) следует, что

$$\ln \frac{N_L}{N_{Lн}} \sim \begin{cases} p_\infty D & \text{для бинарных реакций,} \\ p_\infty^2 D & \text{для тройных реакций.} \end{cases}$$

Оценим изменение  $\tilde{\Gamma}(z')$ , используя известные зависимости параметров в следе [6]:

$$\rho_0 = \frac{T_\infty}{T}, \quad \frac{T}{T_\infty} = 1 + \frac{b}{z^{2/3}} \rightarrow \frac{b}{z^{2/3}}, \quad \Psi_X = \frac{\Psi_{Xн}}{z^{2/3}}.$$

С учетом этих зависимостей получим

$$\int_1^z \tilde{\Gamma}(z') dz' = \text{const} \int_1^z k_{1(2)}(z') dz', \quad \ln \frac{N_L}{N_{Lн}} \sim \int_1^z k_{1(2)}(z') dz'.$$

Следовательно, кривые  $N_L(z)/N_{Lн}$  в полулогарифмическом масштабе при  $k_{1(2)} = \text{const}$  должны быть близки к прямым линиям. Анализ экспериментальных кривых, представленных на рис. 1 и в [7], показал, что эти кривые действительно близки к прямым, причем на некоторых имеется два практически прямолинейных участка. Первый, более близкий к телу участок  $x < x_\tau$  соответствует прилипанию электронов к молекулам ( $\text{AlO}$ ,  $\text{AlO}_2$ ), второй, более дальний ( $x > x_\tau$ ), отвечает за прилипание электронов к конденсированным частицам ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ).

Введем для обработки экспериментов эффективный коэффициент прилипания  $\nu_\Pi$ , который определяет скорости потерь электронов за счет суммы всех реакций захвата и отрыва электронов в дальнем следе:

$$\nu_\Pi = \frac{\tilde{\Gamma}V_\infty}{Dx_\Pi}. \quad (20)$$

Тогда распределение электронной концентрации на расстояниях  $x \leq x_\tau$  с учетом сделанных оценок должно удовлетворительно описываться зависимостью

$$\ln \frac{N_L}{N_{Lн}} = -\frac{\nu_\Pi D}{V_\infty} (x - x_\Pi), \quad (21)$$

причем

$$\nu_\Pi = \begin{cases} p_\infty \cdot \text{const} & \text{для бинарных реакций,} \\ p_\infty^2 \cdot \text{const} & \text{для тройных реакций.} \end{cases}$$

Наличие конденсированной фазы в дальнем следе при  $x > x_\tau$  приводит к заметному изменению зависимости  $N_L(x)$ . Следуя [16], запишем скорость изменения электронов в плазме при  $x > x_\tau$ :

$$\frac{dn_e}{dt} = -4\pi R^2 n_e n_p v_e \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right), \quad (22)$$

где  $v_e$  — средняя скорость электронов;  $R$ ,  $n_p$ ,  $\varphi$  — радиус, концентрация и потенциал частицы. Из (22) следует соотношение для эффективного коэффициента прилипания электронов к частицам конденсированной фазы

$$\nu_{\Pi\tau} = 4\pi R^2 n_p v_e \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right), \quad v_e = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}}. \quad (23)$$

Концентрация образующихся капель связана с интенсивностью источника образования капель в единицу объема в единицу времени  $J_i$  соотношением [14–16]

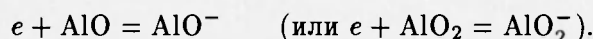
$$n_p = \int_0^t J_i dt = \int_{x_k}^x J_i \frac{dx}{V_\infty}. \quad (24)$$

В [14, 15] показано, что  $J_i \sim p_\infty^2$ , следовательно,

$$\nu_{пр} \sim p_\infty^2, \quad \ln \left( \frac{\nu_{пр}}{p_\infty^2} \right) \approx \frac{e\varphi}{kT} + \text{const.}$$

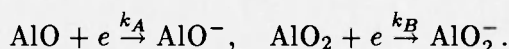
### Определение констант прилипания электронов к оксидам алюминия

Расчет эффективной частоты прилипания  $\nu_{п}$  в соответствии с (21) показал, что эксперименты разделяются на две группы: для одной из них  $\nu_{п}/p_\infty = (1 \div 2) \cdot 10^3 (\text{с} \cdot \text{Торр})^{-1}$ , для другой эта величина существенно больше и зависит от  $p_\infty$ :  $\nu_{п}/p_\infty \approx 4 \cdot 10^3 (\text{с} \cdot \text{Торр})^{-1}$ . Из этого следует, что для первой группы экспериментов характерны бинарные реакции прилипания к молекулам газа



Для второй группы характерно прилипание к частицам конденсированной фазы. Результаты статистической обработки [18] для первой группы экспериментов дает значение  $\nu_1 = (1,85 \pm 0,46) \cdot 10^2 \text{с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ , где доверительный интервал получен для уровня значимости 0,95 по критерию Стьюдента. На основе трех теоретико-вероятностных способов оценки [18] можно показать, что  $\nu_1$  не зависит от температуры  $T$ .

Полученные из экспериментов значения  $\nu_{п}$  позволяют рассчитать методами математической статистики [18] константы скоростей следующих реакций прилипания:



Из решений (15)–(18) следует соотношение

$$\nu_1 = k_A \frac{n_A^{(H)}}{p_\infty} + k_B \frac{n_B^{(H)}}{p_\infty} + \nu_1^{(v)}, \quad (25)$$

где  $\nu_1$  — приведенный эффективный коэффициент прилипания к молекулам воздуха [11], индексы  $A$  и  $B$  обозначают  $\text{AlO}$  и  $\text{AlO}_2$ , индекс  $n$  — начальная координата рассматриваемого участка следа.

Для определения  $n_A^{(H)}$  и  $n_B^{(H)}$  принимаются следующие допущения:

1) образование  $\text{AlO}$  и  $\text{AlO}_2$  протекает в области задней критической точки при равновесных химических реакциях с заданными температурами  $T_{з.т}$  и давлением  $p_{з.т}$ ;

2) изменение вдоль оси следа мольно-массовых концентраций  $\text{AlO}$  и  $\text{AlO}_2$  происходит при «замороженных» реакциях и только за счет турбулентной диффузии [6], поэтому имеем соотношение

$$\Psi_{A(B)}^{(H)} = \frac{\Psi_{A(B)}^*}{(x_H/x_{з.т})^{2/3}},$$

где  $\Psi_{A(B)}^*$  — значение равновесной концентрации при параметрах  $T_{з.т}$ ,  $p_{з.т}$ ;

3) параметры  $T_{з.т}$  и  $p_{з.т}$ , а также положение задней критической точки  $x_{з.т}$  находятся на основе теории Чепмена — Корста по аппроксимационным формулам [19].

С учетом сделанных предположений получим

$$n_{A(B)}^{\pi} = \frac{p_{\infty}}{T} \frac{T_{з.т}}{p_{з.т}} \frac{n_{A(B)}^*(T_{з.т}, p_{з.т}, \chi_{Al}^0)}{(x_{\pi}/x_{з.т})^{2/3}}, \quad (26)$$

где  $\chi_{Al}^0$  — мольное содержание Al в данной точке следа, которое оценивалось для эксперимента k2 по величине уноса массы паров Al в ударном слое (см. выше) и последующего их адиабатического расширения до давления  $p_{з.т}$ . Для остальных экспериментов величина  $\chi_{Al}^0$  рассчитывалась на основе давления насыщенного пара  $Al_2O_3$  из уравнения Клайперона — Клазиуса для кривой фазового равновесия  $Al_2O_3$ .

Приведенный коэффициент для воздуха  $\nu_1^{(b)}$  считался постоянным. В результате статистической обработки данных [18] было получено:

$$k_{AlO} = (5,83 \pm 2,47) \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с},$$

$$k_{AlO_2} = (2,80 \pm 1,86) \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с},$$

$$\nu_1^{(b)} = (55,7 + 32,7) \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}.$$

Отметим, что полученная в данных опытах величина  $\nu_1^{(b)}$  близка к среднему значению, полученному в [11] для близких параметров обтекания сферы воздухом при  $V_{\infty} = 4,1 \text{ км/с}$  и  $p_{\infty} = 11 \div 160 \text{ Торр}$ . Обработка данных [11] дает значение  $\nu_1^{(b)} = 64,6 \pm 5,5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ , что хорошо согласуется с нашими данными. Для второй группы экспериментов среднее значение  $\nu_1 = \nu_{\pi}/p_{\infty} = 602 (\text{с} \cdot \text{Торр})^{-1}$ , и  $T = 1013 \text{ К}$ . Отсюда следует, что эффективный коэффициент прилипания частей конденсата ( $Al_2O_3$ ) в 3,25 раза больше аналогичного коэффициента для пара из AlO, AlO<sub>2</sub>.

Как указано выше, коэффициент прилипания в этом случае представляется в виде формулы (23).

Поскольку  $n_{\pi} \sim p_{\infty}^2$ , то (23) удобно записать в виде:

$$\frac{\nu_{\pi}}{p_{\infty}^2} = A_1 \sqrt{T} \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right).$$

Подставляя численные значения  $e$ ,  $k$ , имеем

$$\xi = \lg \frac{\nu_{\pi}}{p_{\infty}^2 \sqrt{T}} = \lg A_1 + \frac{5040}{T} \varphi, \quad (27)$$

где  $\varphi$  выражено в вольтах.

На рис. 3 построена зависимость  $(1/T)$  по результатам обработки. С точки зрения математической статистики [18], зависимость  $\xi(1/T)$  является лишь точечной оценкой истинной детерминированной составляющей  $\hat{\xi}$ , которая лежит внутри доверительного интервала  $\hat{\xi} \pm \Delta\xi$ . Кривые 1, 2 отмечают рассчитанный доверительный интервал. Видно, что экспериментальные точки хорошо группируются около прямой линии. По наклону этой линии и ординате ее пересечения с осью  $Oy$  получено:

$$\varphi = (0,16 \pm 0,06)B, \quad A_1 = 0,0932.$$

Используя найденное значение  $A_1$ , по формуле (23) определяем среднюю величину произведения

$$\left\langle \frac{R^2 n_p}{p_\infty^2} \right\rangle = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-2}. \quad (28)$$

Отсюда можно получить две оценки для  $n_p$  и  $R$ . Так, для эксперимента  $k3$  известна величина

$$n_p = \int_0^i J_i dt = \int_{x_k}^x J_i \frac{dx}{V_\infty}.$$

Тогда из (28) находим размер частиц  $R$  конденсированной фазы:  $n_p = 6,05 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $R = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ .

Для остальных экспериментов ситуация иная. Поскольку в следе летели осколочные частицы, то по отдельным фотографиям и отметкам на диафрагме в конце баллистической трассы можно было оценить размер фрагментов  $R$ , который не превышал 50 мкм. Тогда из (28) можно получить их концентрацию в следе. Например, для эксперимента 9 (см. табл. 1, 2) получаем  $n_p = 9,05 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ .

В [7] представлены измерения зависимости  $N_L(x)$  в следе за алюминиевыми шарами с  $D = 0,475 \text{ см}$ , летящими в чистом азоте при  $p_\infty = 60 \text{ Торр}$ . По этим результатам, аналогично [4, 5],

определена константа скорости рекомбинации  $\text{Al}^+ + e + \text{N}_2 \rightarrow \text{Al} + \text{N}_2$ .

$$k_r = \frac{(1,27 \pm 0,15) \cdot 10^{-17}}{T^{5/2}} \text{ см}^6/\text{с}.$$

Столь высокое значение  $k_r$  можно объяснить тем, что процесс тройной рекомбинации протекает через возбужденные уровни атома  $\text{Al}$  (автоионизационное состояние). Определение нескольких констант скоростей поуровневой кинетики в этом случае требует проведения серии баллистических экспериментов в большем диапазоне начальных условий ( $p_\infty, V_\infty$ ), чем это дано в [7]. Результаты решения обратной задачи по нахождению этой константы скорости реакции  $k_r$  подробно изложены в [20].

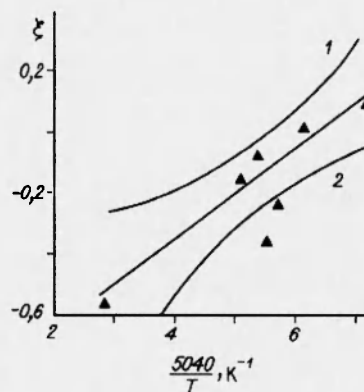


Рис. 3.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев Е. П., Пилюгин Н. Н., Таганов О. К., Тихомиров С. Г. Исследование излучения газов в аэробаллистическом эксперименте. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988.
2. Баулин Н. Н., Ермакова Е. В., Пилюгин Н. Н. Определение физико-химических констант в потоке за телом из баллистических экспериментов // Теплофизика высоких температур. 1992. Т. 30, № 2. С. 299-310.
3. Пилюгин А. Н., Пилюгин Н. Н. Определение физико-химических констант в следе за телом, летящим в азоте, из баллистических экспериментов // Астрон. вестн. 1993. Т. 27, № 5. С. 112-122.
4. Пилюгин А. Н., Пилюгин Н. Н., Тихомиров С. Г. Определение констант рекомбинации электронов с ионами из баллистических экспериментов // Теплофизика высоких температур. 1993. Т. 31, № 4. С. 517-525.
5. Менжинский С. Ю., Пилюгин Н. Н. Определение физико-химических констант в следе за телом, летящим в аргоне с гиперзвуковой скоростью // Теплофизика высоких температур. 1993. Т. 31, № 5. С. 787-794.

6. 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.
7. Корнегей В. М. Падение плотности электронов в следах // Ракет. техника и космонавтика: Пер. журн. AIAA J. 1965. Т. 3, № 10. С. 37-42.
8. Slattery R. E., Clay W. G., Wortington W. C. Range contamination and its effect on measurements // Proc. of the 2-nd congress on instrum. in aerospace simulation facilities. ICIASF'66 Record, 1966, P. 1-15.
9. Mach H. Spectroskopische Untersuchungen am Nachlauf von ablatierenden Modellen von Hyperschallflugkörpern // Raumfahrtforschung. 1974. Bd 18, N 1. S. 1-9.
10. Баулин Н. Н., Дмитриев А. К., Иванчинов-Маринский Н. Н. и др. Исследование течения за сферой при гиперзвуковой скорости полета в воздухе открытым СВЧ-резонатором // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 4. С. 156-160.
11. Бродский В. Б., Загик С. Е., Лютомский В. А., Мишин Г. И. Влияние эффективного коэффициента прилипания свободных электронов в ионизованном воздухе гиперзвукового следа на баллистической трассе // Журн. техн. физики. 1978. Т. 48, № 5. С. 964-966.
12. Ярин Л. П., Сухов Г. С. Основы теории горения двухфазных сред. Л.: Энергоатомиздат, 1987.
13. Апштейн Э. З., Пилюгин Н. Н., Тирский Г. А. Исследование разрушения пространственных метеорных частиц, движущихся в верхних слоях атмосферы // Космич. исслед. 1979. Т. 17, № 6. С. 866-874.
14. Гриффин Дж. А., Шерман П. М. Расчет конденсации в потоках с высокой степенью расширения // Ракет. техника и космонавтика: Пер. журн. AIAA J. 1965. Т. 3, № 10. С. 29-36.
15. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
16. Жуховицкий Д. И., Храпак А. Г., Якубов И. Т. Ионизационное равновесие в плазме с конденсированной дисперсной фазой // Химия плазмы: Сб. ст. / Под ред. Б. М. Смирнова. М., 1984. Вып. 11. С. 130-137.
17. Пилюгин Н. Н., Тихомиров С. Г., Чернявский С. Ю. Химическая кинетика в дальнем следе за телом, движущимся в воздухе с гиперзвуковой скоростью // Гиперзвуковые течения при обтекании тел и в следах. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1983. С. 5-19.
18. Колемаев В. А., Староверов О. В., Турундаевский В. Б. Теория вероятностей и математическая статистика. М.: Высш. шк., 1991.
19. Безменов А. Е., Алексашенко В. А. Радиофизические и газодинамические проблемы прохождения атмосферы. М.: Машиностроение, 1982.
20. Пилюгин Н. Н., Менжинский С. Ю., Пилюгин А. Н. Определение константы тройной рекомбинации электронов с ионами алюминия из баллистических экспериментов // Теплофизика высоких температур. 1994. Т. 32, № 5. С. 656-665.

Поступила в редакцию 27/VI 1994 г.