

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ЗА СФЕРОЙ ИЗ СПЛАВА АЛЮМИНИЯ С МАГНИЕМ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

Н. Н. Пилюгин

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

Представлены результаты СВЧ-измерений электронной концентрации и частоты столкновений электронов с нейтральными частицами в следах за моделями из сплава алюминия с магнием, летящими в смесях воздуха с ксеноном при числах Маха $10 \div 15$. Для сравнения приведены аналогичные измерения для неразрушающихся моделей и моделей с разрушением Al. Установлено, что процессы догорания частиц Mg в следе изменяют вид распределения и заметно повышают концентрацию электронов в следе. Показано хорошее согласие коэффициента прилипания электронов в эксперименте с уносом Al и в предыдущих исследованиях.

Гиперзвуковое движение тел в атмосфере сопровождается различными неравновесными физико-химическими процессами на поверхности, в газовом потоке около тела и в следе за ним. За сильной ударной волной перед телом происходит нагрев газа, диссоциация и ионизация частиц газа, образование окислов азота и других соединений. Аэродинамический нагрев поверхности приводит к уносу вещества за счет плавления, испарения и горения, что изменяет ионизационный и химический составы газа и его излучение по сравнению с обтеканием тел чистым воздухом.

Для создания теоретических моделей неравновесных явлений, происходящих в гиперзвуковых потоках, необходимо проводить специальные эксперименты. Анализ экспериментальных результатов, полученных на разных лабораторных установках при различных условиях обтекания, позволяет получить константы скоростей неравновесных реакций в сложных газовых смесях.

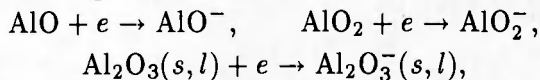
Многие особенности физических процессов могут быть изучены в баллистических экспериментах, в которых в широких диапазонах изменения чисел Маха и Рейнольдса и в контролируемых условиях моделируются неравновесные течения частично ионизованного газа около свободно летящих тел.

След за телом при гиперзвуковых скоростях полета является весьма сложным объектом исследования из-за наличия различных неравновесных явлений и взаимной зависимости газодинамических и физико-химических процессов. Многие количественные характеристи-

ки следов за телами, летящими в чистом воздухе, ранее были изучены именно в баллистических экспериментах. Так, выбор выражений для турбулентной вязкости и диффузии, определение схемы многочисленных физико-химических неравновесных реакций и констант скоростей в чистом воздухе удалось детально изучить благодаря анализу данных баллистических экспериментов [1–3]. Это позволило создать методы расчета неравновесных параметров в дальнем следе за телом, летящим в воздухе. Расчеты параметров следа по этим методам хорошо согласуются с наблюдаемыми [4–6]. Вместе с тем весьма невелико число баллистических экспериментов [6–9], где изучалось влияние уносимого материала на изменение параметров и, в частности, на такой важный для наблюдений параметр, как распределение электронной концентрации в следе. Такие эксперименты позволяют уточнить кинетику неравновесных процессов при наличии частиц уносимого материала и модель разрушения тела при гиперзвуковых скоростях [9–11].

Алюминий и его сплавы широко применяются в авиакосмической технике. При контакте с высокотемпературными гиперзвуковыми потоками его соединения из-за сравнительно низкой температуры плавления попадают в плазму, изменяя ее состав и тем самым влияя на наблюдаемые характеристики. В [10, 11] представлены серии СВЧ-измерений электронной концентрации в следах за алюминиевыми моделями, летящими в воздухе со скоростями $3,4 \div 5,7$ км/с при давлении $10 \div 80$ Торр. На основе анализа этих измерений удалось опре-

делить константы скоростей реакций прилипания электронов



где символами s, l обозначены микрочастицы в твердом и жидком состояниях. Однако наличие в материале других легкоионизируемых соединений, например магния, способного к горению в воздухе с выделением тепла, может заметно изменить температуру в плазме, ее состав и особенно концентрацию заряженных частиц, влияющих на наблюдаемые радиофизические параметры.

В данной работе представлены результаты измерений электронной концентрации n_e и частоты столкновений электронов с нейтральными частицами $\nu_{e,n}$ в следах за сферическими моделями из сплава алюминия с магнием (АМГ-6), летящими в воздухе и его смеси с ксеноном при числах Маха $M_\infty = 11 \div 15,3$. Сплав АМГ-6 состоит из 6% магния (по массе) и 94% алюминия. Для сравнения приведены результаты измерений n_e за алюминиевой и омедненной моделями, летящими при близких числах Маха. Ксенон добавлен для увеличения числа Маха и температуры в смеси с воздухом и для варьирования парциальной доли кислорода в смесях, с тем чтобы изучить влияние горения магния на исследуемые параметры.

При обработке экспериментальных данных найдены эффективные константы прилипания электронов к микрочастицам Al_2O_3 , которые хорошо согласуются с предыдущими исследованиями для Al_2O_3 [10]. Установлено, что догорание частиц магния в следе увеличивает концентрацию электронов. Представленные зависимости можно использовать для уточнения кинетических констант в реакциях с участием соединений алюминия и магния.

ОБЩАЯ СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования проводили на аэробаллистической установке ИМ МГУ, состоящей из металлического устройства и герметизированной трассы длиной ≈ 14 м. При скорости метания тела до $\approx 2,5$ км/с использовался одноступенчатый пороховой ускоритель, для скорости свыше $\approx 3,5$ км/с — двухступенчатая легкогазовая установка с полиэтиленовым поршнем, во второй ступени которой применялся водород.

При заполнении трассы воздухом и ксеноном газы предварительно смешивали в отдельном резервуаре, чтобы избежать расслоения газовой смеси. Погрешность измерения давления

газа в трассе составляла не более 1%. Радиофизические измерения параметров плазмы за летящими моделями проводили с помощью закрытого и открытого СВЧ-резонаторов, принцип работы которых изложен в работах [7, 8].

Закрытый СВЧ-резонатор имел цилиндрическую форму и был настроен на частоту $f = 535$ МГц (длина волны 56 см). Открытый СВЧ-резонатор образован двумя одинаковыми круглыми металлическими зеркалами и возбуждался на частоте $f = 36,6$ ГГц (длина волны 8,2 мм). При введении плазмы в резонатор изменяются его собственная частота и добротность. Непосредственно на осциллографе регистрируется изменение во времени резонансной частоты и проходящей через резонатор мощности на этой частоте. Расстройка частоты резонатора и приращение его добротности, возникающие при наличии плазмы, связаны известными соотношениями теории малых возмущений резонатора [7, 8] с электронной концентрацией n_e и частотой соударений электронов с тяжелыми частицами $\nu_{e,n}$. Схема измерений, метод калибровки резонаторов и расчетные соотношения изложены в работе [8]. Приборная погрешность измерения значений n_e открытым резонатором не превышала 7%, а общая погрешность оценивается в 30%. Для закрытого резонатора общая погрешность несколько выше ($\approx 40\%$). Погрешность измерения значений $\nu_{e,n}$ составила не более 40%. Ранее была проведена специальная серия экспериментов с метанием неаблирующих моделей в трассу, заполненную чистым воздухом при одинаковых начальных условиях. Часть таких измерений приведена в [8, 10]. Результаты измерений разными приборами показали, что, несмотря на разброс величин n_e относительно усредненных кривых $n_e(x)$, имелась хорошая воспроизводимость наклона этих кривых, полученных разными методами. Именно наклон кривых $n_e(x)$ важен при обработке измерений с целью восстановления констант скоростей неравновесных реакций [10, 11]. Скорость модели в сечениях трассы, где проводились измерения, определяли на основе измерений временных интервалов пролета модели между фотосистемами и решения соответствующих уравнений движения. Точность определения скорости была не хуже 0,15% [7].

Соответствия между результатами измерений n_e и координатой x вдоль оси следа достигали следующим образом. Перед каждым экспериментом СВЧ-резонатор настраивали на

резонансную частоту и определяли критическую концентрацию $n_{e,c}$ ($\approx 10^{12}$ см $^{-3}$), начиная с которой прибор записывал сигнал. Как только модель вместе с окружающей ее плазмой ударного слоя попадала в поле резонатора, его параметры резко изменялись из-за условия $n_e \gg n_{e,c}$ и запись сигналов прерывалась. Этот момент расстройки резонатора выбран в качестве начального момента времени $t = 0$. При дальнейшем пролете модели концентрация n_e в следе за телом снижается и наступает момент времени $t = t_i$, начиная с которого выполняется условие $n_e < n_{e,c}$ и прибор записывает изменение резонансной частоты и мощности от времени. Полагая, что изменение скорости модели v_∞ за счет торможения при пролете резонатора незначительно, координату в следе за телом вдоль оси определяли по соотношению $x = v_\infty t$. Моменту $t = t_i$ соответствовало значение $n_e = n_{e,c}$. Запись сигналов вели до того момента времени, пока концентрация n_e не становилась ниже порога чувствительности прибора ($\approx 2 \cdot 10^8$ см $^{-3}$). Используемый комплекс аппаратуры позволил измерять концентрацию электронов, изменяющуюся более чем на три порядка величины.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения проводили в следе за сферами диаметром d из АМГ-6 и других материалов, летящими со скоростью v_∞ в воздухе и его смеси с ксеноном при полном давлении в трассе p_∞ .

Установим обобщенные критерии подобия для электронной концентрации в дальнем следе за неразрушающимся телом, движущимся в смеси воздуха с инертным газом. Температуру в дальнем следе за телом можно определить на основе асимптотической формулы для распределения энтальпии [6]. Полагая в дальнем следе газ совершенным и отношение теплоемкостей γ постоянным, на основе [6] при $x \rightarrow \infty$, получим

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

$$u_0(x) = 2,72 \cdot (x/(C_x S)^{0,5})^{-2/3}, \quad (1)$$

где M_∞ — число Маха; C_x , C_h — коэффициенты сопротивления и теплообмена тела; S — площадь мишени тела; Pr — турбулентное число Прандтля ($0,7 \div 1,0$). Так как $\text{Pr} = \text{const}$, а при $\text{Re} > 10^5$ справедлива оценка $C_h/C_x < 0,05$, то изменение условий экспериментов (другой состав смеси и другие значения γ и M_∞)

не приводило к изменению температуры (при фиксированной координате $x/(C_x S)^{0,5}$), если в формуле (1) выполнялось условие сохранения параметра

$$K_T = (\gamma - 1) M_\infty^2 = \text{idem}. \quad (2)$$

В [12] решена система уравнений кинетики для электронов в смесях воздуха с ксеноном для условий в следе за неаблирующей моделью, близких к рассматриваемым в данной работе. Было показано, что распределение электронной концентрации в дальнем изобарическом следе для смеси определяется в основном реакцией диссоциативной рекомбинации NO^+ . Рассмотрим условие моделирования электронной концентрации при полете моделей с разными скоростями в смесях воздуха с ксеноном, полагая, что в первом приближении ксенон — это инертная примесь, не влияющая на реакции с участием электронов. Тогда уравнение для изменения мольно-массовой концентрации электронов в смеси $\psi = n_e \mu_\infty / \rho$ на оси турбулентного следа с учетом квазинейтральности имеет вид [12]

$$\frac{d\psi}{dy} + \frac{2}{3} \frac{\psi}{y} = -\Gamma_1 \psi^2, \quad y = \frac{x}{(C_x S)^{0,5}},$$

$$\Gamma_1 = \frac{p_\infty \rho_0 (C_x S)^{0,5} k_1(T)}{v_\infty R_A T}, \quad \rho_0 = \left(\frac{\rho}{\rho_\infty}\right)_{r=0}, \quad (3)$$

где ρ_0 — безразмерная плотность на оси следа; $k_1(T)$ — константа скорости рекомбинации $\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{O}$; μ_∞ — средняя молекулярная масса набегающего газа; Γ_1 — безразмерный параметр (число Дамкеллера); R_A — универсальная газовая постоянная. Если ввести мольно-массовую концентрацию электронов в воздухе как составляющую в смеси с ксеноном, $\psi_1 = n_e \mu_{1,\infty} / \rho_1$, где $\mu_{1,\infty}$, ρ_1 — молекулярная масса и плотность воздуха, то с учетом уравнения состояния газа получим соотношение

$$\psi = \psi_1 z_1, \quad z_1 = p_{1,\infty} / p_\infty, \quad (4)$$

где z_1 — парциальная доля воздуха в смеси. Подставляя (4) в (3), получим уравнение для ψ_1 , совпадающее по виду с (3), но с параметром

$$\Gamma_2 = \frac{p_{1,\infty} \rho_0 k_1(T) (C_x S)^{0,5}}{v_\infty R_A T}$$

в правой части.

Таким образом, при этих предположениях рекомбинация в смеси воздуха с ксеноном определяется не общим давлением смеси p_∞ , а парциальным давлением воздуха $p_{1,\infty}$. Для сохранения одинаковой температуры в следе за телом,

Таблица 1

Условия эксперимента

Номер эксперимента	Материал модели	d , см	v_{∞} , км/с	p_{∞} , Торр	$p_{1,\infty}$, Торр	$p_{2,\infty}$, Торр	M_{∞}	Метод измерения	z_1
1	АМГ-6	0,50	2,33	56	18	38	12,2	ЗР	0,32
2		0,50	2,20	28	1	27	11,7	ЗР	0,036
3		0,49	5,23	40	40	0	15,29	ОР	1,0
4	Омедненная	0,51	5,79	46	46	0	16,92	ОР	1,0
5	Дюралюминий	0,51	2,00	36	11	25	10,45	ЗР	0,305
6		0,53	2,00	100	30	70	10,35	ЗР	0,30
7		0,50	5,12	43	43	0	14,97	ОР	1,0

Примечание. ОР — открытый резонатор, ЗР — закрытый; $p_{1,\infty}$, $p_{2,\infty}$ — парциальное давление воздуха и ксенона.

летящим в смесях различного состава, по значению M_{∞} , вычисляемому по формуле (2) (γ и скорость звука a_{∞} известны, так как состав z_1 задан), определяем скорость модели для другого состава смеси. Тогда сохранение параметра Γ_2 (при условии сохранения $\psi(y)$ в двух разных смесях) обеспечивается выполнением соотношения

$$K_d = p_{1,\infty}(C_x S)^{0,5}/v_{\infty} = \text{idem.} \quad (5)$$

Таким образом, при выполнении условий (2) и (5) значение электронной концентрации в следе за телом, летящим в чистом воздухе, близко к значению, получаемому в смеси воздуха с ксеноном при меньших скоростях полета. На основе (2), (5) были выбраны условия проведения экспериментов в чистом воздухе, моделирующие электронную концентрацию в смесях воздуха с ксеноном. Эти условия приведены в табл. 1. На рис. 1 представлены результаты измерений электронной концентрации на оси следа. В эксперименте 4 вследствие разрушения медного покрытия при отделении модели от поддона микрочастицы алюминия попадали в след. Этот эксперимент дополняет аналогичные результаты измерений в следе за алюминиевыми моделями, представленные в работах [10, 11].

Факт уноса массы определялся по знаку фазы проходящего сигнала, регистрируемого фазометром, подключенным к СВЧ-резонатору. Так, если наличие ионизованного спутного следа отмечается как условно-положительный сдвиг фазы сигнала, то при уносе массы регистрируется отрицательный сдвиг фазы сигнала, соответствующий нали-

чию внутри резонатора паров металлов с диэлектрической постоянной $\epsilon > 1$. Такое изменение фазы было зафиксировано в экспериментах 1, 2, 4, что свидетельствовало об уносе массы. На рис. 2 представлены измерения частоты столкновений электронов с нейтральными частицами $\nu_{e,n}(x)$ в следе. Во всем исследован-

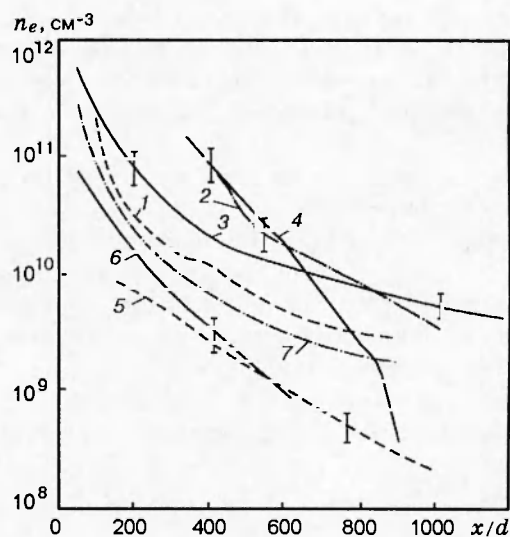


Рис. 1. Измеренное распределение электронной концентрации n_e в зависимости от координаты x/d вдоль оси следа:

номера кривых соответствуют номерам экспериментов из табл. 1

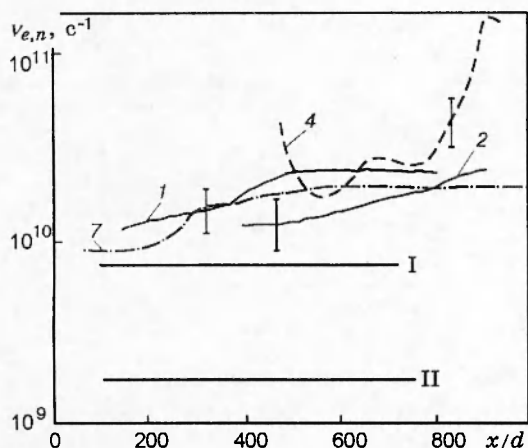


Рис. 2. Измеренное распределение частоты столкновений электронов с нейтральными частицами в зависимости от координаты вдоль оси следа:

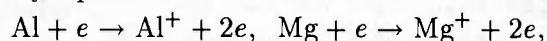
номера кривых 1, 2, 4, 7 соответствуют номерам экспериментов из табл. 1; линии I — данные [13] ($v_\infty > 4$ км/с, $p_\infty = 36$ Торр), II — данные [14] ($v_\infty = 4,8$ км/с, $p_\infty = 10$ Торр, $d = 1,27$ см)

ном диапазоне расстояний от модели ($x/d = 100 \div 900$) значение эффективной частоты соударений $\nu_{e,n}$ (кроме эксперимента 4) изменяется мало. В [13, 14] также отмечена незначительность изменения частоты соударений $\nu_{e,n}$ в воздушном следе при $200 < x/d < 2000$. Из рис. 2 видно, что унос массы может увеличить значение $\nu_{e,n}$ в следе по сравнению с чистым воздухом.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

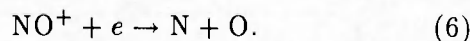
Сравнение результатов, представленных на рис. 1, показывает, что унос массы алюминия и магния (кривые 1–4) приводит к заметному увеличению n_e по сравнению с моделями без уноса вещества (кривые 5–7). Начальное увеличение электронной концентрации связано с тем, что потенциалы ионизации испарившихся с лобовой поверхности тела атомов магния ($I = 7,64$ эВ) и алюминия ($I = 5,98$ эВ) существенно ниже, чем потенциал ионизации основного компонента, поставляющего электроны в воздухе — NO ($I = 9,25$ эВ). Дальнейшее поведение зависимости $n_e(x)$ в следе связано с неравновесными кинетическими процессами, протекающими между электронами и соединениями алюминия и магния. В случае заметного уноса алюминия и магния в присутствии кислорода воздуха происходят реакции окисления с образованием AlO, AlO₂, MgO. Ионизация Al и Mg

приводит к увеличению значений n_e в следе, и график зависимости $n_e(x)$ (см. рис. 1, кривая 1) идет выше, чем для модели без абляции в чистом воздухе или в смеси с ксеноном (кривые 5, 6) при близких значениях числа Маха. Это подтверждается и сравнением кривых 3 и 7 на рис. 1 для больших значений числа Маха. В случае малой доли кислорода в смеси воздуха с ксеноном (кривая 2) унесенное вещество, по-видимому, из-за недостатка кислорода не успевает полностью сгореть с образованием только окислов, а оставшаяся часть атомов ионизируется в ударном слое:



что заметно увеличивает электронную концентрацию и не приводит к ее резкому спаду при $x/d > 600$, связанному с прилипанием электронов к окислам алюминия [10, 11] (сравнить с кривой 4). Поведение кривой 4 (при $x/d > 800$) хорошо описывается процессами прилипания электронов к микрочастицам Al₂O₃ и дополняет результаты аналогичных исследований [11].

Для подтверждения качественных выводов, полученных на основе анализа экспериментальных результатов, приведем некоторые предварительные расчеты. В работе [15] из численного решения уравнений неравновесного пограничного слоя, описывающего течение в дальнем следе в чистом воздухе, установлена зависимость расстояния $x_{p,a}$ от M_∞ и p_∞ ; начиная с расстояния $x_{p,a}$ становятся существенными реакции прилипания электронов к молекулам воздуха. При $x < x_{p,a}$ распределение $n_e(x)$ обусловлено в основном реакцией диссоциативной рекомбинации



При $x > x_{p,a}$ становятся существенными реакции прилипания электронов к молекулам воздуха, в результате реакций захвата образуются O₂⁻, O₃⁻, а при реакциях ионного обмена возникают NO₂⁻, O₃⁻, NO₃⁻. В [15] было найдено, что

$$x_{p,a}/d = 20M_\infty^3/p_\infty \quad (p_\infty, \text{Торр}). \quad (7)$$

Расчет по формуле (7) для экспериментов 1–4 приведен в табл. 2. Таким образом, если бы не было соединений Mg и Al, то до расстояний $x < x_{p,a}$ распределение $n_e(x)$ задавалось бы реакцией (6). Другая картина для $n_e(x)$ наблюдается в следе для эксперимента 4 (см. рис. 1). Анализ кривой 4 показывает, что более резкий спад зависимости $n_e(x)$ начинается гораздо ближе, чем в следе за моделью в чистом воздухе, — уже при $x_p/d \approx 800$.

Таблица 2

Параметры около лобовой поверхности тела

№ п/п	$x_{p,a}/d$	T_m , К	T_v , К	L , м	T_s , К	p_s , атм	$n_{e,s} \cdot 10^{-15}$, см ⁻³	T_w , К	d_k , мкм	θ_* , град
1	648	923	1400	6,0	6211	16,4	2,1	1068	134	25
2	1144	923	1400	6,0	7258	8,37	3,7	1226	187	34
3	1787	923	1400	7,69	6807	17,3	6,1	656	-	-
4	2106	932	2603	7,69	7187	24,2	8,3	678	-	-

Для нахождения параметров используем теорию неравновесного дальнего следа [6]. При $x/d > 50$ давление вдоль оси следа близко к давлению набегающего потока p_∞ , а температура вдоль оси следа рассчитывается по асимптотической формуле (1). Расчет температуры (без учета горения частиц магния) вдоль оси следа для экспериментов 1–5 представлен на рис. 3. Видно, что при $x/d > 450$ температура падает ниже 1000 К и должны становиться эффективными процессы прилипания электронов, что явно наблюдается на рис. 1 для кривой 4. В эксперименте 1 (кривая 1 на рис. 1) при $x/d < 800$ не наблюдается выхода зависимости $n_e(x)$ на прямую линию. Такая прямолинейная зависимость, как показано в [10], свидетельствует об определяющем влиянии на характер зависимости $n_e(x)$ процессов прилипания электронов к атомам кислорода или окислам алюминия. В эксперименте 2 (кривая 2 на рис. 1) при $x/d > 600$ зависимость $n_e(x)$ почти

прямолинейна, что вызвано прилипанием к кислороду воздуха. В эксперименте 3 (кривая 3 на рис. 1) при $x/d < 1200$ не наблюдается излома зависимостей $n_e(x)$. Это свидетельствует о том, что в указанной области протекают процессы рекомбинации электронов с ионами Al^+ , Mg^+ , NO^+ , а также, возможно, происходит догорание частиц Mg и Al, что повышает температуру в следе и препятствует процессам прилипания электронов. В работе [10] приведены формулы для расчета температуры на поверхности модели T_w за время t полета по трассе длиной L , а также для расчета предельной толщины пленки расплава d_k . Эта толщина примерно равна предельному диаметру образующихся капель. В табл. 2 представлены расчетные значения температуры T_w в критической точке тела и предельной толщины пленки расплава d_k для экспериментов 1–4 из табл. 1. В табл. 2 также указаны температуры плавления T_m и испарения T_v соответствующих материалов; длина L , отсчитанная от дульного среза до места расположения СВЧ-резонатора; расчетные по стандартной программе значения температуры T_s , давления p_s и равновесной концентрации электронов $n_{e,s}$ за прямым скачком уплотнения; предельное значение угла θ_* , при котором температура поверхности равна температуре плавления.

Анализ расчетов, представленных в табл. 2, показывает, что для экспериментов 1, 2 температура поверхности превышает температуру плавления Al и Mg (932 и 928 К соответственно). В эксперименте 2 прогрев модели и унос Al и Mg, как следует из расчета (см. табл. 2), был больше, чем в эксперименте 1, в связи с чем график распределения $n_e(x)$ в следе в первом случае идет выше (см. рис. 1). В экспериментах 1, 2 происходил унос вещества в виде жидких капель, которые быстро сгорали [10, 11]. Подтверждением этому служат также оценки времен горения магния на основе данных [16]. В работе [16] проведено экс-

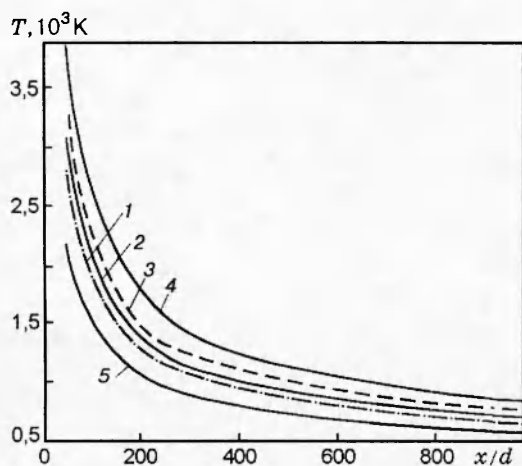


Рис. 3. Рассчитанное распределение температуры газа на оси следа в зависимости от координаты: номера кривых соответствуют номерам экспериментов из табл. 1

периментальное исследование горения сферических образцов магния диаметром $3 \div 6$ мм. С помощью термопар было измерено изменение температуры капли магния в зависимости от времени. Использовано два метода организации процесса: горение образцов в горячем газовом потоке в печи с электроподогревом и в холодном (комнатной температуры) потоке с индукционным разогревом. Оба способа нагрева дали согласующиеся результаты. При саморазогреве образцов наблюдались различные состояния поверхности. Горение капель исследовали при разных скоростях обдува воздухом. Скорость потока изменялась от 0 до 90 см/с. Из обработки экспериментов в [16] получена зависимость

$$\frac{d_0^2}{\tau_b} = k_1 c (1 + \alpha \text{Re}_0^{0,5}), \quad \alpha = 0,217, \quad (8)$$

$$k_1 = 3,24 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с},$$

где d_0 — начальный диаметр капли, τ_b — время горения капель, c — объемная доля кислорода в потоке, Re_0 — число Рейнольдса. Для условий наших экспериментов (см. табл. 1) при среднем размере капель $d_0 = 10$ мкм, $\text{Re}_0 = 13$ время горения, рассчитанное по формуле (8), составляет $2,11 \cdot 10^{-3} \div 2,35 \cdot 10^{-4}$ с. За это время частица пролетает в следе за телом диаметром d расстояние $(10 \div 90) \cdot d$, т. е. она сгорает достаточно быстро в ближнем следе.

В эксперименте 4 плавления не было ($T_w < T_m$), унос происходил за счет «обдирки» покрытия при разделении модели и поддона в начале трассы. Как показывают расчеты, аналогичные выполненным в работе [10], оторвавшиеся капли, двигаясь вместе с потоком газа, практически сразу испаряются около лобовой поверхности тела. Поскольку для Al температура в следе при $x/d > 100$ (см. рис. 3) меньше температуры испарения, микрочастицы (Al_2O_3) не могли полностью испариться и сгореть, а двигались далее вместе с газом.

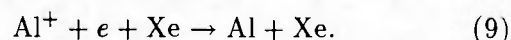
Следует отметить, что значения T_w в табл. 2 приведены для отрезка полета на участке трассы от дульного среза ствола до резонатора. Если же учесть, что модель разгонялась в стволе длиной $\approx 3,8$ м, где также происходил нестационарный аэродинамический нагрев тела, то в расчете длину L следует увеличить. Тогда расчет со значением L , увеличенным на длину ствола, для эксперимента 3 дает значение T_w , близкое к температуре плавления. Поэтому можно полагать, что в эксперименте 3 происходил некоторый унос массы,

но меньший, чем в эксперименте 2. Догорание частиц Mg повышает температуру и концентрацию электронов в следе, что видно из сравнения кривых 3 и 7 на рис. 1, полученных для близких условий обтекания. Ответ на вопрос, на сколько может повысить температуру в следе догорание частиц Mg, можно получить, если использовать прямые измерения температуры [17] около горящей капли Mg. В [17] показано, что температура около горящей частицы нарастает от значения температуры кипения ($T = 1400$ К) до максимальной температуры 2900 К на расстоянии $r = 3r_0$, где r_0 — радиус частицы. Область вблизи $r = 2r_0$ отмечается как зона интенсивной конденсации окиси, где конденсат, однако, не накапливается, а выносится газовым потоком за пределы зоны горения. На больших расстояниях температура постепенно понижается. Таким образом, если использовать измерения [17] и приведенные на рис. 3 расчеты $T(x)$ в следе (без учета горения), то для экспериментов 1, 3 значение температуры при $x/d = 100$, где заканчивается горение частиц, может увеличиваться не более чем на 1500 К.

Если использовать теоретические зависимости [10, 11] для расчета приведенного эффективного коэффициента прилипания $\nu_1 = \nu_n/p_\infty$ электронов к частицам (Al_2O_3) для обработки кривой 4 (см. рис. 1) при $x/d = 800 \div 900$, то нетрудно найти: $\nu_1 = 576 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$, что близко к среднему значению $\nu_1 = 602 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$, полученному в работе [11] в серии экспериментов с алюминиевыми моделями.

Для эксперимента 2 обработка измерений $n_e(x)$ проведена при следующих предположениях.

1. Из-за малой доли магния и кислорода в этой смеси воздуха с ксеноном с учетом более низкого значения потенциала ионизации Al по сравнению с Mg и NO считалось, что при $x/d < 500$ (где $T > 1000$ К) основным процессом, влияющим на ход зависимости $n_e(x)$, является тройная рекомбинация



2. По тем же причинам в этом эксперименте пренебрегали повышением температуры за счет возможного догорания Mg. Константу скорости реакции искали в виде

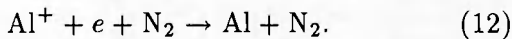
$$k_3 = \frac{k_0}{T^m}, \quad (10)$$

где k_0 и m определяли из решения обратной задачи, аналогичной [18]. Для этого находили

минимум функции-невязки:

$$S = \sum_{i=1}^N [n_e(x_i) - n_e^T(x_i, k_0, m)]^2 \rightarrow \min, \quad (11)$$

где $n_e(x_i)$ — измеренное значение электронной концентрации в N узловых точках, n_e^T — теоретическая зависимость для электронной концентрации, которую определяли из решения соответствующего уравнения кинетики, полученного в [18]. В [18] рассмотрено решение аналогичной обратной задачи для процесса



Численное решение обратной задачи для реакции (9) дает

$$k_3 = \frac{(9,59 \pm 0,05) \cdot 10^{-17}}{T^m} [\text{см}^3/\text{с}], \quad (13)$$

$$m = 2,5 \pm 0,1.$$

Решение получено при следующих значениях исходных параметров: $\text{Pr} = 1,0$, $C_h/C_x = 0,03$, $C_x = 0,9$, $N = 19$, $1,0 < m < 5,0$, $x_i/d = 350$, $\gamma = 1,66$, $\mu_\infty = 127,65$, $T_\infty = 290$ К. Доверительный интервал для k_0 рассчитан в соответствии с критическим значением параметра $t_p(N - 2)$ в распределении Стьюдента с $N - 2$ степенями свободы при уровне значимости $p = 0,95$, $t_p = 2,11$. На рис. 4 приведено

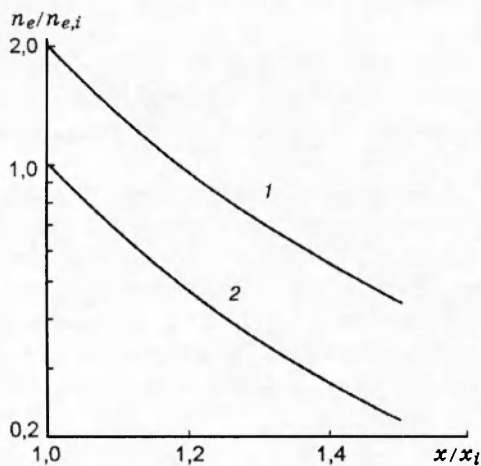


Рис. 4. Распределение электронной концентрации $n_e(x)/n_{e,i}$ вдоль оси следа:

кривая 1 — расчет при оптимальных значениях констант k_0 и m , кривая 2 соответствует измерениям (эксперимент 2 из табл. 1); числовые данные для кривой 1 увеличены вдвое для различия кривых

сравнение рассчитанного (кривая 1) и измеренного (кривая 2) распределений $n_e(x)/n_{e,i}$ для найденных оптимальных параметров k_0 и m . Зависимость (13) хорошо согласуется с выражением $k_3(T)$ для подобной реакции (12), полученным в [18]:

$$k_3 = \frac{(1,27 \pm 0,15) \cdot 10^{-17}}{T^m} [\text{см}^3/\text{с}]. \quad (14)$$

Сравнение (13) и (14) показывает, что атом Хе более эффективен, чем N_2 , в качестве третьей частицы в процессе рекомбинации.

На участке $500 < x/d < 1000$ (где $T < 1000$ К) для эксперимента 2 предполагалось, что почти прямолинейное снижение n_e определяется прилипанием электронов к газовым молекулам остаточного воздуха. Тогда для приведенного коэффициента прилипания электронов ν_1 согласно [10] имеем

$$\nu_1 = -\frac{v_\infty}{dp_{c0}} \frac{\ln((n_e/n_{e,i})(T/T_i)y^{2/3})}{x - x_i}, \quad y = \frac{x}{x_i}, \quad (15)$$

где индекс i отмечает параметры при $x/d = 500$. Расчет по формуле (15) для эксперимента 2 дает:

$$\nu_1 = 62,6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}.$$

Величина ν_1 хорошо согласуется с данными [10, 11], полученными из обработки серии экспериментов в чистом воздухе:

$$\nu_1 = 64,6 \pm 5,5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}.$$

В экспериментах 1, 3 присутствовало больше кислорода в смеси, чем в эксперименте 2, поэтому следует рассмотреть более сложную систему реакций.

Таким образом, показано, что приведенные результаты измерений для $n_e(x)$ за моделями из АМГ-6 позволяют из решения обратной задачи находить коэффициенты скоростей $k(T)$ ряда реакций с учетом Al^+ , Mg , Mg^+ , MgO .

Автор выражает благодарность В. А. Лютомскому и А. К. Дмитриеву за помощь в измерениях.

Работа выполнена при финансовой поддержке по гранту «Университеты России».

ЛИТЕРАТУРА

1. Kwan-Sun Wen, Tung Chen, Hayami R. A., Primich R. I. An eddy diffusion model for predicting rapid wake ionization decay behind hypersonic cones // AIAA Paper N 67-21. 1967.

2. **Kwan-Sun Wen, Tung Chen, Bing Lieu.** A theoretical study of hypersonic sphere wakes in air and comparison with experiments. Pt I. Turbulent diffusion. Pt II. Chemical kinetics // AIAA Paper N 68-703. 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 в баллистической трассе // Физико-газодинамические исследования. Л.: Наука, 1980. С. 116-124.
4. **Sutton E. A.** The chemistry of electrons in pure air hypersonic wakes // AIAA Paper N 68-200. 1968.
5. **Гадион В. Н., Иванов В. Г., Мишин Г. И. и др.** Исследование электронов и газодинамических параметров гиперзвукового следа за моделями, движущимися в аргоне // Журн. техн. физики. 1972. Т. 42, вып. 5. С. 1049-1055.
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. **Баулин Н. Н., Дмитриев А. К., Иванчинов-Мариинский 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.
8. **Дмитриев А. К., Лопатин В. Е., Пилюгин Н. Н., Чикирев В. Н.** Исследование электронной концентрации за сферой из тефлона при гиперзвуковом обтекании // Теплофизика высоких температур. 1995. Т. 33, № 5. С. 669-676.
9. **Баулин Н. Н., Кувалкин Д. Г., Пилюгин Н. Н. и др.** Исследование яркости излучения газов около горячей модели при движении со сверхзвуковой скоростью // Космич. исслед. 1987. Т. 25, вып. 1. С. 133-140.
10. **Пилюгин Н. Н.** Определение из баллистических экспериментов скоростей прилипания электронов к оксидам алюминия // Теплофизика высоких температур. 1994. Т. 32, № 3. С. 339-353.
11. **Пилюгин А. Н., Пилюгин Н. Н.** Определение констант скоростей реакций рекомбинации и прилипания из баллистических экспериментов // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 5. С. 70-82.
12. **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.
13. **Kornegay W. M.** Resonant cavity measurements of ionized waves // Proc. 2nd Intern. Congress on Instrum. in Aerospace Simulation Facilities. ICIA SF'66 Record. 1966. P. 1-15.
14. **Laug M.** Etudes de sillages electroniques au tunnel de tir hyperballistique // AGARD Conf. Proc. 1967. V. 2, N 19. P. 1-19.
15. **Пилюгин Н. Н., Тихомиров С. Г., Чернявский С. Ю.** Неравновесный дальний след за телом, летящим в воздухе с гиперзвуковой скоростью // Гиперзвуковые пространственные течения при наличии физико-химических превращений. М.: Изд-во МГУ, 1981. С. 221-238.
16. **Деревяга М. Е., Стесик Л. Н., Федорин Э. А.** Режимы горения магния // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 5. С. 3-10.
17. **Флорко А. В., Золотко А. Н., Каминская Н. В., Шевчук В. Г.** Спектральные исследования горения частиц магния // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 1. С. 17-22.
18. **Пилюгин Н. Н., Менжинский С. Ю., Пилюгин А. Н.** Определение констант тройной рекомбинации электронов с ионами алюминия из баллистических экспериментов // Теплофизика высоких температур. 1994. Т. 32, № 5. С. 656-665.

*Поступила в редакцию 27/VIII 1996 г.,
в окончательном варианте — 9/IV 1997 г.*